PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1909. 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 19 am 11. September 1909.

INHALT.

Originalmitteilungen:

H. Nagaoka, Über die Struktur der Spektrallinien des Quecksilbers. S. 609.

E. Dorn, Dopplereffekt bei Kanalstrahlen von Neon. S. 614.

J. Stark, Über die Ionisierung von Gasen durch Licht. S. 614.

W. G. Cady, Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden. III. S. 623.

Cl. Schäfer u. E. Juretzka, Zur Theorie der erzwungenen Schwingungen von Saiten und Stäben. S. 630.

H. Schottky, Messung von spezifischen Wärmen mit einem neuen Flüssigkeitskalorimeter. S. 634.

K. Lerp, Über die innere Energie von Glastränen. S. 639.

E. Cohnstaedt, Untersuchungen über die Wasserhaut und damit zusammenhängende Oberflächenvorgänge. S. 643.

M. Reinganum, Ist die innere Strahlung an der Wärmeleitung eines Metalls wesentlich beteiligt? S. 645.

Physikalische Technik:

W. Volkmann, Eine billige Linsenfassung. S. 645.

W. Volkmann, Billige und handliche Vorschaltwiderstände. S. 645.

W. Volkmann, Neue Formen meiner Rohrstative und Kreuzmuffen. S. 646.

W. Volkmann, Uhrmacherwerkzeug als Laboratoriumsgerät. S. 647.

Besprechungen:

T. Escriche y Mieg, Elemente der Physik. S. 648.

L. Darmstädter, Handbuch zur Geschichte der Naturwissenschaften und der Technik. S. 648.

Personalien. S. 648.

Gesuche. S. 648.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Struktur der Spektrallinien des Quecksilbers.

Von H. Nagaoka.

Seit die Versuche von Lummer und Gehrcke[1]) dargetan haben, daß die Quecksilberlinien sehr komplex sind, sind die Trabanten mehrfach mit planparallelen Platten oder mit Stufengittern gemessen worden. Die Ergebnisse stimmen hinsichtlich der Lage der hellen Komponenten im allgemeinen überein; was aber die schwachen Linien angeht, so ist zuweilen sogar ihre Existenz zweifelhaft. Die Unsicherheit rührt hauptsächlich von den Eigentümlichkeiten der Instrumente, der Beobachtungsmethode und der Natur der Lichtquelle her. Leider gibt es keine bequeme Möglichkeit, die Unvollkommenheiten von Stufengittern zu prüfen, und das einfachste Verfahren zur Beseitigung der Fehler würde somit in der Vergleichung der mit verschiedenen Instrumenten gewonnenen Messungsergebnisse bestehen. Abgesehen von der bekannten Erscheinung der Geister, hat H. Stansfield[2]) die Aufmerksamkeit auf das Auftreten eines Sekundäreffektes gelenkt, den das an den Platten des Stufengitters reflektierte Licht hervorbringt. Die von diesem Effekt herrührenden falschen Linien können zuweilen das Auftreten schwacher Linien ganz verdunkeln, oder sie können irrtümlich für tatsächlich vorhandene Linien angesehen werden. Am wahrscheinlichsten kann man die Lage schwacher Linien festlegen und die falschen Linien ausscheiden, wenn man die Ergebnisse verschiedener Beobachter vergleicht. Leider ist im allgemeinen die Anzahl der Komponenten je nach der Lichtquelle verschieden, so daß es etwas schwierig sein dürfte, bestimmte Schlüsse zu ziehen, da im allgemeinen die Tendenz vorhanden ist, daß die Anzahl der Komponenten mit der Helligkeit der Lichtquelle zunimmt. Trotz des sehr komplexen Aussehens der Trabanten finden wir, daß unter den Linien eine gewisse Regelmäßigkeit besteht, wenn man sie in passender Weise ordnet.

Die nachstehenden Versuche wurden mit einem Stufengitter von 35 Platten unternommen, das von Hilger gefertigt war. Das Auflösungsvermögen $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ betrug für Licht von der Wellenlänge $\lambda = 5000$ Å.-E. $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 430000$. Die Grenze der Auflösung $\delta\lambda$ war also annähernd 0,012. Das Instrument war mit der üblichen Vorrichtung ausgerüstet, um die Spektrallinien auf den Spalt des Kollimators zu werfen, der zum Stufengitter führte. Der Teil des Unterbaues mit beweglichen Platten zur Aufnahme des Stufengitters war gegen Berührung mit der Außenluft durch Einbauen in ein dickes Holzgehäuse geschützt; durch dieses führten mittels kleiner Löcher die Handhaben zur Spaltverstellung, zur Prismenbewegung und zur Drehung des Stufengitters um eine vertikale Achse. Dank dieser Anordnung war das Stufengitter gegen jegliche plötzliche Temperaturänderung geschützt, die eine Quelle für Unregelmäßigkeiten im Aussehen der Komponenten ist.

Die Lampe gehörte der Aronstype an, wie

1) Lummer u. Gehrcke, Ann. d. Phys. (4) **10**, 457, 1903.
2) H. Stansfield, Nature **77**, 198, 222, 1908; **78**, 8, 1908.

sie von Lummer und Straubel abgeändert worden ist; sie zündete bei 30 Volt und 9 bis 10 Ampere. Sie wurde vor den Spalt des zum Analysatorprisma führenden Kollimators gestellt. Das Licht wurde in einem Prisma aufgelöst und dann auf den Spalt eines weiteren, zum Stufengitter führenden Kollimators geworfen.

Die Beobachtung erfolgte im Minimum der Ablenkung. Entweder waren dazu die Hauptlinien gleich hell, während die Komponenten zwischen ihnen lagen, oder die Komponenten lagen zu beiden Seiten der Hauptlinie. Die Lage der Linien wurde mit Hilfe eines Okularmikrometers ausgemessen, oder auch auf einer photographischen Platte. Bei den Messungen wurde eine etwa 140fache Vergrößerung benutzt.

Die nebenstehende Tabelle gibt die Messungsergebnisse für die Komponenten verschiedener Linien an; die Intensität der Hauptlinie ist dabei zu 10 angenommen worden.

Die Linien, die weder Janicki[1]) noch O. von Baeyer[2]) beobachtet hat, sind durch Sternchen bezeichnet. Es sind fast sämtlich sehr schwache Linien, und einige unter ihnen beruhen vielleicht auf sekundären Ursachen.

Bei der Linie 5790 Å.-E. ist die von Janicki angegebene schwache Linie −0,187 Å.-E. in zwei Linien auflösbar, nämlich in −0,195 Å.-E. und −0,183 Å.-E. Das Mittel dieser beiden Linien fällt fast genau mit dem Werte von Janicki zusammen. Im allgemeinen stimmt die Lage der hellen Linien recht gut mit den Angaben von Janicki und von Baeyer überein, wenn man die Beobachtungen des letztgenannten Forschers für die Dispersion der Platte korrigiert.

Bei der Linie 5769 Å.-E. ist die Übereinstimmung mit den Messungen von Janicki keine so enge wie bei der Linie 5790 Å.-E. Die schwache Linie −0,079 Å.-E. ist zum ersten Male beobachtet worden, dagegen konnte ich die von Janicki angegebene Linie +0,120 nicht finden.

Die grüne Linie 5461 Å.-E. zeigt ein höchst komplexes Aussehen. Es finden sich nahezu 20 Linien von verschiedener Intensität. Die Hauptlinie erweist sich bei näherer Betrachtung als doppelt. Die Linie mit größerer Wellenlänge ist ein wenig breiter, und die Demarkationslinie ist äußerst schwach. Stansfield scheint einigermaßen im Zweifel zu sein, ob diese Linie nicht von einem Sekundäreffekt herrührt. Ich finde aber, daß die Linie sich nicht verschiebt, wenn man das Stufengitter um die horizontale oder um die vertikale Achse dreht. Wenn wir die Plattenzahl durch Abdecken eines Teiles

λ	Janicki	v. Baeyer	Stansfield	Verfasser	Intensität
	−0,251	—	—	−0,272 (?)	1
	−0,187	−0,18	—	−0,195 / −0,183 / 0,189	1
	−0,119	−0,122	—	−0,116	8
	—	—	—	−0,080*	1
	—	—	—	−0,035*	1
5790	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	—	—	—	+0,027*	1
	+0,084	—	—	+0,081	1
	+0,132	+0,133	—	+0,136	3
	+0,168	—	—	+0,172	3
	+0,230	+0,228	—	+0,226	4
	—	—	—	+0,256*	1
	—	—	—	+0,303*	1
	−0,113	—	—	−0,109	2
	—	—	—	−0,079*	1
	−0,050	−0,048	—	−0,046	5
5769	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	+0,046	+0,044	—	+0,040	5
	+0,087	—	—	+0,079	1
	+0,120*	—	—	—	—
	—	−0,237	−0,246	−0,247	2
	—	—	−0,223	−0,226	1
	—	—	−0,205	−0,213	1
	—	—	−0,187*	—	—
	—	—	−0,171	−0,174	1
	—	—	−0,143	−0,145	1
	—	—	—	−0,126*	1
	−0,113	−0,101	−0,111	−0,115	5
	—	—	—	−0,101	1
	−0,080	−0,068	−0,081	−0,083	7
5461	—	−0,049	−0,058	−0,059	5
	—	−0,024	?	−0,027	9
	Hauptlinie	Hauptlinie	Hauptlinie	Hauptlinie	10
	+0,031	—	+0,031	+0,035	2
	+0,074	+0,082	+0,073	+0,068	9
	—	—	+0,099	+0,092	2
	+0,119	—	+0,117	+0,114	5
	—	+0,125	+0,140	+0,136	2
	—	—	+0,163*	—	—
	—	—	+0,202	+0,200	4
	—	+0,211	+0,227	+0,223	3
	—	—	—	+0,244*	9
	(+0,161)	(+0,185)	—	(−0,138)	3
	−0,112	−0,107	—	−0,115	9
	—	—	—	−0,103*	2
	−0,097	−0,093	—	−0,093	8
	—	—	—	−0,070*	2
	−0,052	−0,045	—	−0,048	2
	−0,023	−0,017	—	−0,021	9
4359	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	+0,020	+0,019	—	+0,018	10
	—	+0,028*	—	—	—
	+0,043	+0,044	—	+0,041	9
	—	—	—	+0,062*	2
	—	—	—	+0,083*	2
	+0,105	+0,114	—	+0,104	8
	—	—	—	+0,121*	1
	(−0,161)	(−0,159)	—	(+0,138)	8
	−0,046	−0,049	—	−0,050	2
4348	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	−0,053	−0,050	—	+0,048	3
	−0,083	−0,080	—	+0,079	3
	−0,12*	—	—	—	—
4339	Hauptlinie	—	—	Hauptlinie	10
	+0,06	—	—	+0,043	1
	−0,076	−0,076	—	−0,076	2
	−0,046	−0,047	—	−0,043	3
4078	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	+0,032	+0,033	—	+0,024	2
	+0,049	+0,048	—	+0,043	4
	+0,074	+0,073	—	+0,073	3

1) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19**, 36—79, 1906.
2) O. von Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 733—740, 1908.

λ	Janicki	v. Baeyer	Stansfield	Verfasser		Intensität
4047	−0,111	−0,111	—	−0,132	0,121	3
				−0,111		3
	—	—	—	−0,090 (?)		1 (?)
	−0,051	−0,053	—	−0,049		10
	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie		10
	+0,067	+0,066	—	+0,057	0,068	3
				+0,080		3
	—	+0,126	—	—		—

des Stufengitters vermindern, so wird die Demarkationslinie undeutlich und verschwindet schließlich, wenn die Plattenzahl auf etwa 30 vermindert wird. O. von Baeyer bemerkte, daß die Hauptlinie doppelt ist, und daß die Begleitlinie −0,024 Å.-E. vom Schwerpunkte der Hauptlinie entfernt sei, während ich den Wert −0,027 Å.-E. finde, denselben, den Janicki bei seinen Versuchen mit der Lummerlampe angibt. Als ich das Licht transversal zum Quecksilberlichtbogen gehen ließ, fand ich, daß die Linien nahezu mit denen zusammenfielen, die man longitudinal in Richtung des Bogens beobachtet; ausgenommen hiervon ist die oben genannte Linie, die nicht mehr sichtbar war. Janicki meint, daß dies auf Umkehrung zurückzuführen sei. Stansfield schlägt die Verwendung der äußersten Linie als Bezugslinie vor; es ist aber zweifelhaft, ob wir nicht in Zukunft neue Linien entdecken werden. Es wird daher immerhin zweckmäßig sein, die Linie vom Schwerpunkte der Hauptlinie aus zu messen. Zu Vergleichszwecken können wir vom Schwerpunkte der Hauptlinie oder vom Schwerpunkte der Doppellinie aus gerechnete Werte angeben. Nach meinen Messungen besteht zwischen diesen Bezugspunkten ein Unterschied von 0,014 Å.-E. Um die Ergebnisse von Janicki, Galitzin und Stansfield mit den hier mitgeteilten Zahlen zu vergleichen, bei denen der Bezugspunkt in die Mitte der ersten Komponente der Doppellinie gelegt ist, muß man also den Bezugspunkt um 0,014 Å.-E. verschieben.

Die Lage der hellen Linien fällt innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen mit den von Janicki und von Stansfield angegebenen Werten zusammen. Die Beobachtungen v. Baeyers weichen etwas ab; wenn man aber den Bezugspunkt in die Mitte der Doppellinie verlegt, so wird die Übereinstimmung eine äußerst enge.

Was die Lage der schwachen Linien angeht, so fallen einige von ihnen nahezu mit den von Stansfield beobachteten zusammen. Stansfield hat auch zwei Linien, −0,187 Å.-E. und +0,163 Å.-E., gefunden, die ich nicht zu bemerken vermochte. Andererseits habe ich zwei sehr schwache Linien, −0,126 Å.-E. und −0,101 Å.-E., und eine helle Linie, +0,244 Å.E., gefunden, die der Beobachtung anderer Forscher entgangen zu sein scheinen. Allerdings stimmen die Messungen von Stansfield mit meinen recht gut überein, aber die Instrumente sind von nahezu gleicher Konstruktion; daher mögen einige Linien von instrumentellen Eigenheiten des Stufengitters herrühren, wenn man berücksichtigt, daß einige nur mit dem einen Instrument sichtbar und einige nur mit dem anderen zu sehen sind. Diese Bemerkung gilt besonders für schwache Linien im negativen Teile, die eine Art Bande bilden; ich fand nämlich, daß bei Verminderung der wirksamen Plattenzahl im Stufengitter die Linien intensiver wurden als bei Verwendung sämtlicher 30 Platten. Keine dieser Linien scheint mit der Lummerschen Platte beobachtet worden zu sein, und ich habe auch mit einer 20 cm langen und 1 cm dicken planparallelen Platte, die von Hilger hergestellt worden war, vergeblich nach diesen Linien gesucht, obgleich ich die meisten der hellen Linien identifizieren konnte. Die gleichzeitige Beobachtung dieser Linien mit dem Stufengitter und mit der Lummerschen Platte würde das einfachste Mittel sein, die Existenz dieser Linien festzustellen.

Ein weiterer Punkt, der näher untersucht werden müßte, ist die geringe Verunreinigung des Quecksilbers durch andere Substanzen der Lampe. Es ist durchaus wahrscheinlich, daß Verunreinigungen das Aussehen schwacher Linien verändern können. Die Stromstärke wird einigen Einfluß auf die Linien haben. Ich baute eine Vakuumröhre in H-Form, füllte sie mit ein paar Tropfen Quecksilber und erregte sie mittels eines Induktors; dabei konnte ich nur die von Janicki angegebenen hellen Linien finden, während die übrigen schwachen Linien gänzlich fehlten. Trotz dieser Möglichkeiten ist es wahrscheinlicher, daß einige der unsicheren schwachen Linien auf Umkehrung beruhen oder durch sekundäre optische Effekte der Platten entstehen, aus denen sich das Stufengitter zusammensetzt. Die Lampe ist so konstruiert, daß eine große Menge heißen Quecksilberdampfes in der Mitte der Röhre vorhanden ist; das Licht geht daher unvermeidlich durch Dampf, der bis nahe zur Kondensation abgekühlt ist, ehe es den Spalt erreicht, und somit wird ein Teil von ihm absorbiert und erleidet dabei eine Umkehrung.

Wie die Photographie (Fig. 1) zeigt, ist die Linie 4359 Å.-E. äußerst komplex. Zunächst ist es schwierig, die Hauptlinie zu unterscheiden, und wir haben Grund zu der Annahme, daß sie aus einer Doppellinie von gleicher Intensität besteht. Ferner besteht einige Unstimmigkeit hinsichtlich der Lage der äußersten Linien. Da für die in Rede stehende Linie $\delta\lambda_{max} = 0{,}299$ ist, so fällt die Linie −0,159 Å.-E. (v. Baeyer) mit der Linie 0,138 Å.-E. zusammen, und die Linie −0,138 Å.-E. kann als die Linie −0,161 Å.-E.

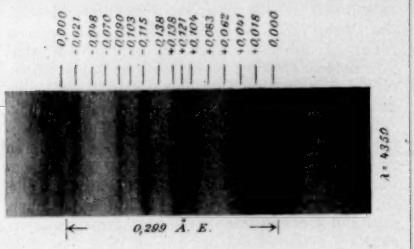


Fig. 1.

angesehen werden, die der Linie +0,185 (von Baeyer) entsprechen dürfte. Die Linie +0,028 Å.-E., die von Baeyer gefunden hat, konnte ich nicht identifizieren.

Hinsichtlich der Trabanten der Linien 4348 Å.-E. und 4078 Å.-E. besteht eine enge Übereinstimmung mit Janicki und von Baeyer; da aber der Trabant der Linie 4339 Å.-E. sehr schwach ist, so ist es schwierig, ihm seinen Platz genau anzuweisen.

Was die Linie 4047 Å.-E. (Fig. 2) betrifft,

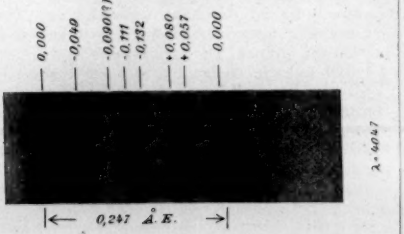


Fig. 2.

so betrachten Janicki und von Baeyer sowohl die Linie +0,066 Å.-E. als die Linie —0,111 Å.-E. als einfache Linien; die Linie +0,066 Å.-E. läßt sich aber in ein Duplett auflösen, während die Linie —0,111 Å.-E. aus drei Linien, —0,090 Å.-E., —0,111 Å.-E. und —0,132 Å.-E., besteht, von denen die erste sehr schwach ist, während die beiden übrigen nahezu dieselbe Intensität haben. Die Linien 0 und —0,049 Å.-E. sind gleich hell, und es ist schwer zu sagen, welche von ihnen die Hauptlinie ist; bei kurzer Exposition fand ich, daß sie beide komplex sind, und wenn ich auch die Einzelheiten nicht erkennen konnte, so scheint es doch, als ob jede von ihnen aus mehr als vier Linien zusammengesetzt ist. Die zusammengesetzte Natur dieser Linien hat Janicki vorausgesagt.

Man kann bezweifeln, daß einige dieser Linien auf der Gegenwart von Geistern beruhen. Da es kein unmittelbares Mittel gibt, die Frage zu entscheiden, so stellte ich mehrere Versuche an, um zu ermitteln, ob einige der hellen Spektrallinien außer den bereits sicher festgestellten noch weitere Trabanten lieferten. Mit einer Vakuumröhre, die Helium oder Wasserstoff enthielt, oder mit Funkenspektren beobachtete ich keine Einzelheiten, die sich auf instrumentelle Besonderheiten zurückführen ließen; es ist aber zu beachten, daß die Intensität der meisten Quecksilberlinien im Vergleich zur Intensität der Heliumlinien und anderer Linien außerordentlich groß ist, und daß möglicherweise bei den Linien 5461 Å.-E. und 4359 Å.-E. Geister als schwache Linien auftreten können.

Auf den ersten Blick scheint es, als ob unter den Linien keine Regelmäßigkeit bestände; bei näherer Prüfung finden wir, daß mit Ausnahme einiger Trabanten die Verteilung der Linien eine gewisse Symmetrie aufweist, die einigermaßen dem Zeemaneffekt gleicht. Um diesen wichtigen Punkt zu erläutern, habe ich die Figuren 3 bis 9 gezeichnet, in denen die Länge der Linien ihrer Intensität nahezu proportional ist. Die Hauptlinien bei $\lambda = 4047$ Å.-E. und $\lambda = 4359$ Å.-E. sind als Dupletts (±0,024 Å.-E. bzw. ±0,009 Å.-E.) aufgefaßt; die den Trabanten beigefügten Zahlen weichen daher um einen konstanten Betrag von den in der Tabelle angegebenen ab.

Die Linie 4348 Å.-E. (Fig. 3) zunächst zeigt

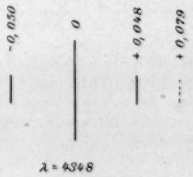


Fig. 3.

ein Triplett mit der verirrten Linie +0,079 Å.-E. Die Linie 5769 Å.-E. (Fig. 4) und die Linie

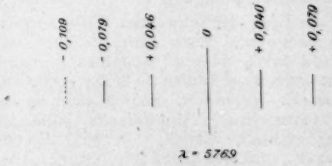


Fig. 4.

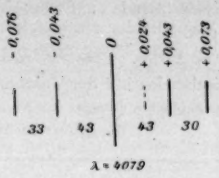


Fig. 5.

4079 Å.-E. (Fig. 5) erscheinen als Quartette mit einer einzigen verirrten Linie, die in den Figuren gestrichelt gezeichnet ist. Weiter sind die Zwischenräume zwischen den symmetrischen Trabanten bei beiden Linien nahezu gleich.

Die Linie 4047 Å.-E. (Fig. 6) bildet ein

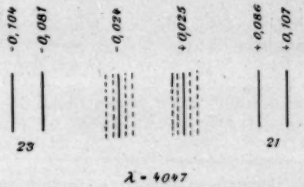


Fig. 6.

regelmäßiges Sextett, wenn man die Dupletts —0,081 Å.-E., —0,104 Å.-E. und +0,086 Å.-E., +0,107 Å.-E. als einzelne Linien betrachtet.

An der Linie 4359 Å.-E. (Fig. 7) bemerken wir

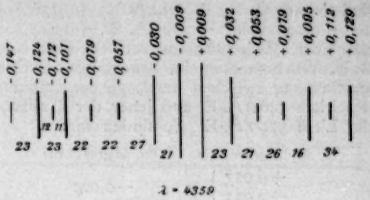


Fig. 7.

ein Quartett, nämlich ±0,009 Å.-E., +0,031 Å.-E., ferner zwei Tripletts: —0,101 Å.-E., —0,112 Å.-E., —0,124 Å.-E. (obschon die mittlere Linie einigermaßen zweifelhaft ist) und +0,095 Å.-E., +0,112 Å.-E., +0,129 Å.-E. Überdies bemerken wir, daß die Linien in regelmäßigen Zwischenräumen auftreten, die zwischen 0,021 Å.-E. und 0,023 Å.-E. liegen.

Bei der Linie 5790 Å.-E. (Fig. 8) bilden die Komponenten 0, —0,035 Å.-E., —0,080 Å.-E., —0,116 Å.-E. ein Quartett mit zwei hellen und zwei schwachen Linien. Die Dupletts sind +0,136 Å.-E., +0,172 Å.-E. und +0,226 Å.-E., +0,256 Å.-E. Wir finden Zwischenräume von ungefähr 0,033 Å.-E. und 0,055 Å.-E.

Bei der Linie 5461 Å.-E. (Fig. 9) bilden die Komponenten —0,027 Å.-E., —0,059 Å.-E., —0,083 Å.-E., —0,115 Å.-E. ein Quartett; die Komponenten 0, +0,035 Å.-E., +0,068 Å.-E. bilden ein Triplett mit einem Zwischenraum von ungefähr 0,034 Å.-E.; die übrigen Tripletts

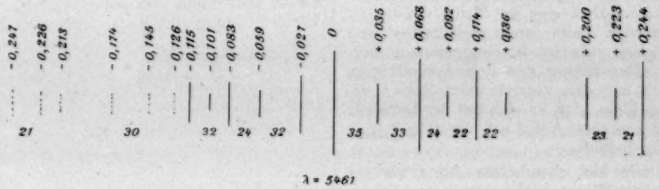


Fig. 8.

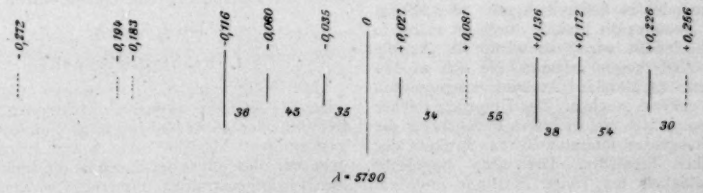


Fig. 9.

sind +0,092 Å.-E., +0,114 Å.-E., +0,136 Å.-E. und +0,200 Å.-E., +0,223 Å.-E., +0,244 Å.-E. mit einem Zwischenraum von ungefähr 0,022 Å.-E. Wir bemerken eine beachtenswerte Übereinstimmung zwischen der Lage der Trabanten der Linie 5461 Å.-E. und jener der Trabanten der Linie 5790 Å.-E. So finden wir:

für die gelbe Linie	für die grüne Linie
+0,027 |	−0,027
−0,035 |	
−0,080 |	−0,083
+0,081 |	
−0,116	+0,114 | −0,115
+0,136	+0,136
+0,172	−0,174
+0,226	−0,226

Diese Zahlen weisen auf das Vorhandensein irgendwelcher sekundärer optischer Wirkungen oder auf ähnliche Struktur dieser beiden Linien hin.

Es ist zu bemerken, daß die Linien 5461 Å.-E., 4359 Å.-E., 4047 Å.-E. der zweiten Nebenserie angehören, für welche in der empirischen Formel von Kayser und Runge $n = 3$ ist. Die Differenzen 22, 33, 43 sind diesen Linien gemeinsam; wir finden ferner bei der Linie 4359 Å.-E. eine Differenz von 11 und bei der Linie 5790 Å.-E. eine solche von 55. Diese Werte stehen annähernd im Verhältnis 1:2:3:4:5.

Offenbar sind diese Differenzen sehr klein und in 10^{-11} cm als Einheit gemessen. Das ist ungefähr das Hundertfache des berechneten Wertes für den Halbmesser der Elektronen und der tausendste Teil des mittleren Durchmessers der Moleküle. Daß eine so kleine Größe gemessen werden kann und gleichzeitig eine Regelmäßigkeit aufweist, ist einigermaßen überraschend. Der Betrag der Periodenänderung, wie er sich aus den vorstehenden Zahlen ergibt, ist so klein, daß er sich bei der Differenz von 11 für $\lambda = 4400$ Å.-E. auf ungefähr $^1/_{400000}$ der Periode beläuft.

Wenn wir ein chemisches Atom als ein Aggregat von Elektronen betrachten, die infolge interatomischer Bewegungen Lichtenergie ausstrahlen, und wenn wir annehmen, daß infolge irgendeines äußeren Agens oder infolge inneren Zwanges die Periode durch die störende Kraft beeinflußt wird, so wird die Periode winzige Änderungen erfahren, die sich an den von den strahlenden Atomen ausgesandten Wellen geltend machen. Der Ursprung solcher Störungen bildet ein wichtiges Problem für die Erforschung der interatomischen Struktur der chemischen Elemente. Die oben dargelegte Regelmäßigkeit hat einige Analogie mit dem Zeemaneffekt und läßt sich vielleicht bis zu einem gewissen Grade auf das Vorkommen atomischer Magnetfelder zurückführen [1]).

1) Ritz, Ann. d. Phys. (4) **25**, 660, 1908.

Physikalisches Institut der Universität Tokyo.
(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. August 1909.)

Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen von Neon.

Von E. Dorn.

Nach einigen vergeblichen Versuchen erhielt ich schon im April 1908 den Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen von Neon.

Das im hiesigen Institut dargestellte Gas war bis auf eine geringe Beimengung von *He* rein.

Die „bewegte Linie" war von der ruhenden getrennt bei $\lambda = 6335$ Å.-E.[1]); stark verbreitert waren 6402, 6143, 6096, schwach 6507, 6383, 6267, 6164 (?).

Die hellsten Linien zeigen nicht den stärksten Doppler-Effekt; so besitzt 6335 nur die Helligkeit 10, während 6164 (Helligkeit 11) kaum etwas erkennen läßt.

Beziehungen zu dem von Herrn Lohmann untersuchten Zeemanphänomen vermochte ich nicht aufzufinden.

Erneute Versuche im April 1909 mit höheren Potentialdifferenzen führten nicht weiter, ließen aber aus der Vergrößerung des Abstandes der bewegten von der ruhenden Linie 6335 sicher erkennen, daß es sich wirklich um den Doppler-Effekt und nicht um eine fremde, zu einer Verunreinigung des Neons gehörige Linie handelte.

1) Es ist dies die Linie, deren Wellenlänge von Baly unrichtig (zu 6328,38) angegeben und im hiesigen Institut berichtigt wurde.

Halle, 16. August 1909.

(Eingegangen 18. August 1909.)

Über die Ionisierung von Gasen durch Licht.

Von J. Stark.

§ 1. Frühere Versuche.

Die Röntgenstrahlen vermögen von chemischen Atomen negative Elektronen abzutrennen oder sie zu ionisieren, mögen sie einem gasförmigen, flüssigen oder festen Körper angehören. Besonders bei Gasen ist die Ionisierung durch Röntgenstrahlen untersucht worden. Für die Ansicht, daß die Röntgenstrahlung und die

Lichtstrahlung nicht in ihrer elementaren Konstitution, sondern nur hinsichtlich ihrer Frequenz voneinander verschieden sind, ist der Nachweis wichtig, daß auch die Lichtstrahlung im Gebiete $\lambda\, 5 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm chemische Atome in einem Körper, speziell im gasförmigen Zustand zu ionisieren vermag.

Zwar hat schon Ph. Lenard[1]) nachzuweisen versucht, daß Luft, Sauerstoff, Kohlensäure, Wasserstoff, Leuchtgas durch ultraviolettes Licht, welches durch eine Luftschicht von mehr als 2 mm Dicke und eine Quarzplatte gegangen ist, ionisiert werden. Ziemlich allgemein war man hinsichtlich der Beobachtungen Lenards der Ansicht, daß durch sie die Tatsache der Ionisierung durch Licht sichergestellt sei; auch ich habe an früheren Stellen in diesem Sinne die Arbeiten Lenards zitiert. Nachdem ich mich indes selbst mit diesem Phänomen beschäftigt habe, komme ich zu der Folgerung, daß jene Beobachtungen Lenards nicht im Sinne einer Ionisierung von Gasen durch Licht gedeutet werden können.

Zunächst ist nämlich zu beachten, daß das Licht des Aluminiumfunkens, das durch 2 mm Luft und durch eine Quarzplatte hindurchgegangen ist, gemäß den Untersuchungen von Schumann[2]) und Lyman[3]) unterhalb λ 180 $\mu\mu$ nur eine sehr geringe Intensität besitzt. Licht oberhalb λ 180 $\mu\mu$ wird aber nach eben diesen Autoren in Wasserstoff nicht absorbiert. Nun ist natürlich Absorption des Lichtes die notwendige Voraussetzung für seine ionisierende Wirkung; darum kann bei den Lenardschen Beobachtungen, daß strömender, ultraviolett belichteter Wasserstoff fast ebenso rasch wie Sauerstoff eine Ladung ableitete, nicht das Phänomen der Ionisierung von Gasmolekülen durch Licht vorgelegen, sondern es müssen sich bei ihnen andere Effekte betätigt haben. So macht Lenard die Bemerkung, daß Kohlensäure bei schnellerer Strömung schon ohne Belichtung sich leitend erwies. Nun aber ist sonst mehrfach festgestellt worden, daß Kohlensäure, die nicht frisch durch einen Elektrolyten geperlt ist, ebenso vollkommen wie Luft isoliert; frisch durch einen Elektrolyten geperlte Kohlensäure enthält freilich, wie jedes andere in dieser Weise bearbeitete Gas, schwer bewegliche Tröpfchenionen, eine Erscheinung, die in neuerer Zeit eingehend von mehreren Autoren studiert wurde. Weiter muß auffallen, daß die positiven Ionen in den Lenardschen Beobachtungen eine 1000mal kleinere Beweglichkeit zeigten, als sie die positiven Gasionen besitzen. Dieser Umstand mußte die Vermutung nahelegen, daß in den Beobachtungen, welche Lenard als Ionisierung von Gasmolekülen durch Licht deutete, ein lichtelektrischer Effekt an festen oder flüssigen Partikeln vorlag, welche in den untersuchten Gasen suspendiert waren. Diese Vermutung prüfte E. Bloch[1]), indem er einmal staubfreie, dann staubhaltige Luft der Wirkung des ultravioletten Lichtes aussetzte; in der Tat blieb im ersten Fall der scheinbare Ionisierungseffekt aus, war dagegen im zweiten Fall in beträchtlicher Stärke vorhanden[2]).

W. C. McKaye hat nach einer Mitteilung von J. J. Thomson[3]) die Ionisierung von Gasen durch Licht in folgender Weise festzustellen versucht. In einer Röhre wurde an einer Wehneltkathode eine Entladung von 0,1 Ampere und 300 Volt Elektrodenspannung erzeugt; durch eine Quarzplatte von 0,4 mm Dicke trat das von der Entladung emittierte Licht in eine Kammer aus, durch dieses strömte das zu untersuchende Gas von atmosphärischem Druck und darauf durch einen Zylinderkondensator, dessen eine Seite mit einem Elektroskop verbunden war. Thomson gibt an, daß die untersuchten Gase vor ihrem Eintritt in die belichtete Kammer eine mit Watte gefüllte Röhre passierten, daß Luft, wenn sie bestrahlt wurde, 8, Kohlensäure 16, Ammoniak 150mal rascher dieselbe Ladungsabnahme am Elektroskop bewirkten als nicht bestrahlte Luft. Über den spektralen Charakter des benützten ultravioletten Lichtes wird keine Angabe gemacht; da es eine Quarzplatte zu passieren hatte, dürfte seine Intensität jedenfalls unterhalb λ 170 $\mu\mu$ nur gering gewesen sein. Ob Ammoniakgas bei 170 $\mu\mu$ Absorptionsbanden besitzt, darüber ist nichts bekannt.

Kürzlich hat Palmer[4]) folgenden Versuch angestellt. Er ließ das ultraviolette Licht einer kapillaren Wasserstoffröhre, das zwischen λ 160 und λ 120 $\mu\mu$ eine beträchtliche Intensität besitzt, durch ein Flußspatfenster in Luft, die durch Watte filtriert war, austreten und unmittelbar nach der Belichtung an einem Elektroskop vorbeiströmen; dieses wurde dann rasch entladen. Es scheint mir, daß in diesem Versuch zum ersten Male die Ionisierung eines Gases (Sauerstoff) durch ultraviolettes Licht oberhalb $\lambda\, 1 \cdot 10^{-5}$ cm beobachtet wurde. Denn bei ihm war die Bedingung erfüllt, welche die Voraussetzung der Ionisierung durch Licht bildet; es besitzt nämlich das untersuchte Gas (Sauerstoff) im Gebiete 185—120 $\mu\mu$ intensive Absorptionsbanden, die nach längeren Wellen

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **1**, 486; **3**, 298, 1900.
2) V. Schumann, Smithsonian Contrib. Nr. 1413, 1903.
3) Th. Lyman, Astrophys. Journ. **27**, 87, 1908.

1) E. Bloch, C. R. **148**, 892, 1908.
2) Übrigens gibt Lenard selbst an, daß frische Luft stärker den Effekt zeigte als gebrauchte, und daß er nach Lüftung des Zimmers wieder hervortrat, wenn er nach längerer Operation sehr klein geworden war.
3) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Soc. **14**, 417, 1908.
4) F. Palmer, Nat. **77**, 582, 1908.

abschattiert sind, und innerhalb dieses Gebietes war die durch das Flußspatfenster austretende Strahlungsintensität groß. Freilich ist auch der Versuch Palmers nicht ganz einwandfrei. Es fehlt nämlich bei ihm wie bei McKaye ein Kontrollversuch darüber, ob die untersuchte Luft vollkommen trocken und staubfrei war. In feuchten ultraviolett belichteten Gasen bilden sich nämlich leicht infolge chemischer Reaktionen Tröpfchen, aus denen dann der lichtelektrische Effekt leicht bewegliche negative und schwer bewegliche positive Ionen bilden kann. Ferner ist von McKaye und Palmer nicht untersucht worden, wie groß in ihren Beobachtungen der Einfluß des lichtelektrischen Effektes an den bestrahlten Gefäßwänden war. Gegen das äußerste Ultraviolett sind nämlich die meisten festen und flüssigen Körper lichtelektrisch empfindlich; die bestrahlten Gefäßwände mußten darum in den Versuchen der genannten Autoren an das vorbeiströmende Gas negative Elektronen abgeben und ihm somit eine unipolare Leitfähigkeit mitteilen.

§ 2. Bedingung für die Lichtionisierung.

Nach den von mir an früheren Stellen[1]) entwickelten Anschauungen liegen an der Oberfläche der chemischen Atome abtrennbare negative Elektronen (Valenzelektronen); diese sind die Zentren der Emission und Absorption der Bandenspektren oberhalb $\lambda = 1 \cdot 10^{-6}$ cm; ein vollständiges Bandenspektrum besteht aus kurzwelligen Banden (nach längeren Wellen zu abschattiert) und aus langwelligen Banden, die in entgegengesetzter Richtung laufen und mit jenen gekoppelt sind. Beträgt die Arbeit zur Abtrennung eines gesättigten, ungesättigten oder gelockerten Valenzelektrons V, so wird es gemäß der zuerst von Einstein[2]) gegebenen Theorie des lichtelektrischen Effektes bei Absorption von Lichtquanten der Frequenz n dann vollständig abgetrennt, wenn $zhn \geq V$ ist, wo z eine ganze Zahl, $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg sec das Plancksche Wirkungselement ist. Wenn $zhn < V$ ist, dann hat die Lichtabsorption keine Ionisierung zur Folge; das absorbierende Valenzelektron wird in diesem Falle durch die Aufnahme der Energie zhn von seiner Bindungsstelle lediglich fortgedrängt, nicht abgetrennt, und gibt unter Wiederanlagerung die Energie zhn entweder in Strahlungsform wieder ab oder überträgt sie beim Zusammenstoß mit einem anderen materiellen Teilchen in kinetischer oder potentieller Form auf dieses. Die größte mögliche Frequenz des Bandenspektrums des absorbierenden Valenzelektrons wird bestimmt durch die Relation $n < \frac{V}{h}$.

Nun sind die Frequenzen der langwelligen Banden viel kleiner als diejenigen der zugehörigen kurzwelligen Banden. Die Absorption in langwelligen Banden könnte darum nur bei einer so großen Strahlungsdichte (z sehr groß), wie sie praktisch nicht vorkommt, Ionisierung bewirken. Als erste Folgerung der Theorie ergibt sich darum der Satz: die Absorption von Licht in langwelligen Banden hat direkt keine Ionisierung des absorbierenden Atoms oder Moleküls zur Folge. Da andererseits die Frequenzen der kurzwelligen Banden von der Ordnung der größten möglichen Frequenz sind, so folgt zweitens, daß die Absorption von Licht in kurzwelligen Banden die Ionisierung des absorbierenden Atoms bewirkt, wenn die Strahlung genügend dicht ist, und zwar erfolgt die Ionisierung einzelner Atome um so häufiger, je größer bei gleicher Häufigkeit der absorbierten Quanten ihre Frequenz ist. Kommen also in dem Bandenspektrum eines Valenzelektrons mehrere kurzwellige Banden vor, so bewirkt die Absorption in den Banden kleinerer Wellenlänge eine stärkere Ionisierung als die Absorption in den Banden größerer Wellenlänge, oder es nimmt die Ionisierung mit der Annäherung an das kurzwellige Ende des Bandenspektrums zu[1]).

Die vorstehende Bedingung für die Ionisierung durch Licht habe ich an einer früheren Stelle[2]) auch für die Fluoreszenz in einem Bandenspektrum abgeleitet. Demnach treten Fluoreszenz und Ionisierung infolge von Lichtabsorption im allgemeinen gleichzeitig auf. In quantitativer Hinsicht ist jedoch zu beachten, daß die Intensität der Fluoreszenz und die Stärke der Ionisierung nicht allgemein einander proportional sind; ist nämlich die absorbierte Lichtmenge $zhn < V$, so ist wohl Fluoreszenz, aber keine Ionisierung möglich. Bei gleicher Häufigkeit der absorbierten Quanten verschiedener Frequenzen nimmt, wie ohne weiteres folgt, das Verhältnis der Fluoreszenzintensität zur Ionisierungsstärke mit wachsender Wellenlänge zu.

Die vorstehenden Folgerungen über die Ionisierung durch Licht gelten unabhängig von dem Aggregatzustand des Körpers, welchem die absorbierenden Atome oder Moleküle angehören, also ebensowohl für den gasförmigen wie für den flüssigen und festen Zustand. Der gasförmige Zustand ist allerdings dadurch aus-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908; Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 124, 1908.
2) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 144, 1905.

1) Diese quantitative Folgerung der Theorie hat W. Steubing durch Beobachtungen über die Ionisierung des Quecksilberdampfes durch Licht bestätigt.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 81, 1907; **9**, 85, 1908.

gezeichnet, daß in ihm die Abtrennungsarbeit V für weitaus die größte Zahl gleichartiger Atome gleich groß ist. Im flüssigen und festen Zustand ist V im allgemeinen für gleichartige Atome verschieden groß, da die Bindung eines Valenzelektrons durch die Nähe anderer Moleküle beeinflußt wird. Aus diesem Grund sind auch die Absorptionsbanden in diesen Zuständen verwaschen, während sie in Gasen im allgemeinen aus scharfen Linien sich zusammensetzen, wenigstens bei niedrigen Temperaturen.

Ehe die Methoden zum Nachweis der Ionisierung durch Licht besprochen werden, sei noch auf eine quantitative Seite des Phänomens hingewiesen. Absorbiert ein Valenzelektron, dessen Abtrennungsarbeit V ist, die Lichtmenge $zh\nu$, so tritt es mit der kinetischen Energie $zh\nu - V$ aus seinem Molekül aus; die „Abtrennungsgeschwindigkeit" eines Valenzelektrons $v = \sqrt{\frac{2(zh\nu - V)}{m}}$ ist darum um so größer, je größer die wirkende Frequenz und je größer die Strahlungsdichte ist.

§ 3. Methoden zum Nachweis der Ionisierung durch Licht.

Lichtelektrischer Effekt. — Gehört das Atom, welches kurzwellige Banden besitzt und durch Lichtabsorption in diesen ionisiert werden soll, einem flüssigen oder gasförmigen Körper an, so kann seine Ionisierung leicht durch den lichtelektrischen Effekt nachgewiesen werden. Man läßt den flüssigen oder festen Körper an einen Gasraum grenzen, stellt ihm eine Anode gegenüber, macht ihn selbst zur Kathode, indem man auf den Gasraum zwischen Körper und Anode eine Spannungsdifferenz legt; bringt man dann in der Oberflächenschicht Licht von den Frequenzen seiner kurzwelligen Banden zur Absorption, so tritt ein Teil der durch das Licht abgetrennten Valenzelektronen dank ihrer Abtrennungsgeschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2(zh\nu - V)}{m}}$$

aus der Oberflächenschicht in den angrenzenden Gasraum, wird hier von dem elektrischen Feld erfaßt und als lichtelektrischer Strom nach der Anode getrieben [1]).

Die Beobachtung des lichtelektrischen Stromes bedeutet zwar den Nachweis der Ionisierung, seine Stärke ist indes nur ein sehr rohes Maß für die Stärke der Ionisierung der absorbierenden Atome oder Moleküle des belichteten festen oder flüssigen Körpers. Es können nämlich die durch das Licht abgetrennten Valenzelektronen, welche eine Geschwindigkeitskomponente normal zur Grenzfläche besitzen, in um so kleinerer Zahl in den Gasraum austreten, je kleiner ihre Abtrennungsgeschwindigkeit ist. Zwei Ursachen sind wirksam, ihre Zahl zu vermindern: erstens die Bremsung durch den Zusammenstoß mit Molekülen auf dem Wege in den Gasraum, zweitens die anziehende Kraft, welche die Grenzfläche auf die austretenden Elektronen ausübt. Es sei A die Arbeit, welche beim Austritt entgegen dieser Kraft geleistet wird; es kann dann ein mit der kinetischen Energie $(zh\nu - V)$ abgetrenntes Valenzelektron austreten, wenn $A < zh\nu - V$ ist. Die kinetische Energie $(zh\nu - V - A)$, mit welcher das abgetrennte Elektron selbst bei Fehlen von Bremsung im Gasraum auftritt, ist demnach um so kleiner, je kleiner unter sonst gleichen Umständen n ist. Die Bremsung der austretenden Elektronen durch Zusammenstoß ist ebenfalls um so stärker, je kleiner die Geschwindigkeit ist; sie ist um so geringer, je kleiner die Dichte des Gases unmittelbar an der Oberfläche des belichteten Körpers ist.

Die Stärke des lichtelektrischen Stromes nimmt demnach mit sinkendem Druck im Gasraum zu, sie ist im Verhältnis zur Stärke der Ionisierung in der absorbierenden Oberflächenschicht um so kleiner, je kleiner die Abtrennungsgeschwindigkeit der Valenzelektronen ist, je kleiner also die absorbierten, ionisierenden Frequenzen sind, und ist Null, wenn $A > zh\nu - V$ ist. Die Methode des lichtelektrischen Effektes zum Nachweis der Ionisierung durch Licht versagt demnach bei kleinen Frequenzen; unterhalb der Wellenlänge $4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm liefert sie dagegen in qualitativer Hinsicht zuverlässige Resultate und ist sehr empfindlich. So konnte sie von mir und W. Steubing [2]) zu dem Nachweis verwendet werden, daß die Absorption von Licht in kurzwelligen Banden bei organischen Substanzen Fluoreszenz und Ionisierung bewirkt, während die Absorption in langwelligen Banden diese Effekte nicht hervorbringt.

Leitfähigkeitsmethode. — Infolge der Ionisierung durch Licht entstehen in dem absorbierenden Körper Ionen; diese können durch ein in dem Körper hergestelltes elektrisches Feld in geordnete Bewegung versetzt werden; die Beobachtung ihrer Stromstärke kann darum zum qualitativen Nachweis der Ionisierung durch Licht dienen. Besitzt der zu untersuchende Körper schon unabhängig von einer Belichtung Leitfähigkeit, so wird die Ionisierung durch Licht in einer Zunahme der die Leitfähigkeit messenden Stromstärke in dem Körper sich äußern.

1) Der experimentelle Nachweis dafür, daß der lichtelektrische Effekt primär ein Volumeneffekt ist, wurde von H. Rubens u. E. Ladenburg (Verh. der Phys. Ges. **9**, 749, 1907) geführt.

1) J. Stark u. W. Steubing, diese Zeitschr. **9**, 481, 1908.

Es liegt auf der Hand, daß diese Methode zum Nachweis der Ionisierung durch Licht dann versagen muß, wenn die Zunahme der Leitfähigkeit infolge von Belichtung klein ist verglichen mit der Leitfähigkeit ohne Belichtung. Da die Stärke der Ionisierung durch Licht selbst in günstigen praktisch realisierbaren Fällen nur eine Sättigungsstromdichte von $1 \cdot 10^{-8}$ Amp. cm^{-2} für 1 cm^3 liefert, so kann die Leitfähigkeitsmethode nur bei solchen Körpern mit Erfolg angewendet werden, welche bei den zulässigen Feldstärken eine gesättigte Stromdichte kleiner als $1 \cdot 10^{-7}$ Amp. cm^{-2} liefern. So untersuchte ich Kaliumdampf; bei einer Temperatur von 250—300° zeigte er im Lichte des Eisen- oder Kohlelichtbogens schöne rote Fluoreszenz, ohne daß infolge der Belichtung eine Zunahme der Stärke des durch ihn gesandten Stromes bemerkbar war. Auch ohne Belichtung betrug nämlich die Stromstärke bereits $6 \cdot 10^{-6}$ Amp., die Zunahme der Stärke des Stromes hätte selbst bei Sättigung nur von der Ordnung 10^{-9} Amp. sein können, mußte sich also der Beobachtung (Messung durch Ausschlag eines Galvanometers) entziehen.

Ist der auf Ionisierung durch Licht zu untersuchende Körper fest oder flüssig, so läßt sich die Leitfähigkeitsmethode selbst dann nur schwer anwenden, wenn die Leitfähigkeit ohne Belichtung sehr klein ist. Legt man nämlich auf den zu untersuchenden Körper kleine Feldstärken (10 Volt $\times$ cm^{-1}), so erzielt man infolge der Kleinheit der Beweglichkeit der Ionen keine Sättigung der Stromstärke; diese bleibt vielmehr auch bei intensiver Belichtung im allgemeinen kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., ist also mit einem Galvanometer nicht zu fassen [1]). Die Anwendung großer Feldstärken bedingt andererseits Schwierigkeiten. Weiter ist bei kleiner Austrittsgeschwindigkeit, also kleiner Frequenz des absorbierten Lichtes in festen und flüssigen Körpern die Wiedervereinigung noch schwieriger auszuschließen und Sättigung zu erzielen als in Gasen (vergl. § 4).

Während also die Methode des lichtelektrischen Effektes zum Nachweis der Ionisierung in flüssigen und festen Körpern in weiten Grenzen angewendet werden kann, kommt für sie die Leitfähigkeitsmethode kaum in Betracht. Bei Gasen liegt das Verhältnis umgekehrt: da ein Gas gegen ein zweites keine Grenzfläche darbietet, kann an ihm kein lichtelektrischer Effekt sich ausbilden; dagegen kann infolge der großen Beweglichkeit der Ionen in Gasen auf sie die Leitfähigkeitsmethode zum Nachweis der Ionisierung durch Licht angewendet werden. Allerdings liefert diese Methode auch bei Gasen nur in beschränkten Grenzen positive Resultate. Erstens darf, wie bereits erwähnt wurde, die Sättigungsstromdichte ohne Belichtung nicht größer sein als ungefähr $1 \cdot 10^{-8}$ Amp. cm^{-2} für 1 cm^3, zweitens darf der lichtelektrische Strom aus der Kathode nicht von einer höheren Ordnung sein als die Ionisierungsstärke im belichteten Gas. Denn eine Belichtung der Kathode läßt sich bei der Untersuchung eines Gases auf Ionisierung durch Licht nach der Leitfähigkeitsmethode kaum völlig ausschließen.

Es sei das zu untersuchende Gas zwischen zwei ebene Elektroden von etwa 2 cm Abstand gefaßt, das Gas werde belichtet und gleichzeitig mögen direkt oder durch Reflexion auch die Elektroden Licht erhalten. Die Gaszelle sei in einen Stromkreis eingeschaltet, die Stromstärke werde in diesem durch ein empfindliches Galvanometer gemessen; der Druck des Gases werde ausgehend von großen Werten bis zu kleinen variiert. Es sind dann folgende vier Fälle möglich, welche in den Figuren 1—3 schematisch dargestellt sind.

Was den lichtelektrischen Strom aus der Kathode betrifft, so nimmt er mit sinkendem Druck zu; bei hohem Druck kann er dann für das Galvanometer unmerklich klein werden, wenn das Licht auf dem Wege durch das Gas zu der Kathode stark absorbiert wird.

Erster Fall (Fig. 1). Die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden im Gas sei kleiner als die Spannungsdifferenz, welche frei durchlaufen ein negatives Elektron befähigt, durch Stoß ein Gasatom zu ionisieren; sie muß demnach kleiner als 6 Volt sein, da die Ionisierungsspannungen im allgemeinen größer als 6 Volt sind. Ferner absorbiere das Gas kein Licht, so daß es durch dieses auch nicht ionisiert werden kann. Unter diesen Umständen nimmt in der bekannten Weise die Stromstärke (lichtelektrischer Strom aus Kathode) in der Gaszelle mit sinkendem Druck zu, wie es die gestrichelte Kurve in Fig. 1 zeigt.

Zweiter Fall (Fig. 1). Die Spannungsdifferenz

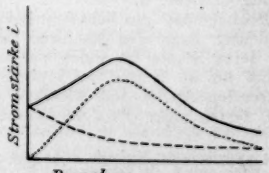


Fig. 1.

1) In der Tat konnte ich an einer Anthrazenlösung in Benzol oder in Hexan mit einem empfindlichen Galvanometer ($5 \cdot 10^{-10}$ Amp. mm^{-1}) keine Zunahme der an sich sehr kleinen Stromstärke infolge intensiver ultravioletter Belichtung beobachten (angewandte Feldstärke 100 Volt $\times$ cm^{-1}); die Fluoreszenz war hierbei intensiv.

zwischen den Elektroden sei größer als die Ionisierungsspannung; das Gas absorbiere kein Licht. In diesem Fall vermögen diejenigen aus der Kathode kommenden negativen Elektronen, welche im Gas die Ionisierungsspannung frei durchlaufen haben, durch ihren Stoß Gasatome zu ionisieren; diese Stoßionisierung nimmt mit sinkendem Gasdruck erst bis zu einem Maximum zu, um darauf nach dem Druck Null zu bis auf Null abzunehmen, wie es die punktierte Kurve in Fig. 1 zeigt. Der beobachtete Strom setzt sich in diesem Falle durch Addition aus dem lichtelektrischen Strom und aus dem Strom infolge Stoßionisierung zusammen; er nimmt, wie es die ausgezogene Kurve in Fig. 1 zeigt, mit sinkendem Druck erst bis zu einem Maximum zu und dann auf den Wert des lichtelektrischen Stromes bei sehr kleinem Gasdruck ab. Dieser Fall ist zuerst von Stoletow[1]) und Righi[2]) beobachtet und dann später[3]) in der vorstehenden Weise gedeutet worden. Es liegt zutage, daß man den Fall der Stoßionisierung auszuschließen hat, wenn man nach der Leitfähigkeitsmethode die Ionisierung eines Gases durch Licht nachweisen will. Die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden muß also für diesen Zweck kleiner als 6 Volt sein.

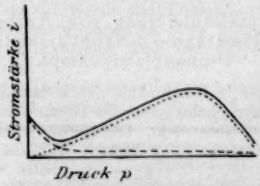


Fig. 2.

Dritter Fall (Fig. 2). Die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden sei kleiner als die Ionisierungsspannung des Gases; das Gas absorbiere viel Lichtenergie in kurzwelligen Banden. Geht man in diesem Falle von einem hohen Gasdruck aus und läßt ihn allmählich bis zu kleinen Werten abnehmen, so beobachtet man erst ein Ansteigen der Stromstärke in der Gaszelle bis zu einem Maximum, darauf ein Abnehmen bis zu einem Minimum, darauf wieder ein Ansteigen bis zu dem Werte des lichtelektrischen Stromes bei sehr kleinem Gasdruck, wie es die ausgezogene Kurve in Fig. 2 zeigt. Diese Variation der Stromstärke mit sinkendem Druck ist zweifellos in folgender Weise zu deuten. Die Stromstärke bei höheren Gasdrucken oberhalb des Minimums rührt her von einer Ionisierung des Gases durch Licht. Bei sehr hohem Gasdruck wird das wirksame Licht schon in einer dünnen Gasschicht an der Oberfläche der Gaszelle absorbiert, in das elektrische Feld zwischen den Elektroden kann nur wenig wirksames Licht gelangen, die Stromstärke infolge von Ionisierung im Gas ist darum klein. Mit abnehmendem Gasdruck nimmt die Lichtmenge, welche in kurzwelligen Banden des Gases zwischen den Elektroden zur Absorption gelangt, erst bis zu einem Maximum zu, um darauf nach dem Druck Null zu bis auf Null abzunehmen; darum nimmt auch die Stromstärke infolge von Ionisierung durch das absorbierte Licht erst bis zu einem Maximum zu und dann wieder auf sehr kleine Werte ab, wie es die punktierte Kurve in Fig. 2 zeigt. Gleichzeitig ändert sich mit sinkendem Druck der lichtelektrische Strom aus der Kathode, wie es die gestrichelte Kurve in Fig. 2 zeigt. Aus der Superposition des lichtelektrischen Stromes und des Stromes infolge von Ionisierung resultiert der beobachtete Gesamtstrom, der ein Maximum und ein Minimum zeigt. Voraussetzung für das Auftreten des Minimums ist, daß das Maximum der Absorption von Licht durch das Gas im elektrischen Feld zwischen den Elektroden bei relativ hohen Drucken (größer als 1 mm) liegt.

Vierter Fall (Fig. 1). Die Bedingungen seien die gleichen wie im dritten Falle, indes sei die Absorption im Gas sehr intensiv, ihr Maximum liege also bei kleinen Drucken (kleiner als 1 mm). In diesem Falle resultiert aus der Superposition des Stromes infolge von Ionisierung (punktierte Kurve) und des lichtelektrischen Stromes aus der Kathode (gestrichelte Kurve) kein Minimum des gesamten Stromes; dieser zeigt lediglich ein Maximum, um darauf bis zu dem Werte des lichtelektrischen Stromes bei sehr kleinem Gasdruck abzunehmen. Um diesen vierten Fall vom zweiten Fall (Ionisierung durch Stoß) zu unterscheiden, hat man bei dem Drucke, für welchen die Stromstärke im Maximum ist, die Spannungsdifferenz e, ausgehend von Null, zu variieren und festzustellen, daß die Spannungsdifferenz, für welche man die i, p-Kurve aufgenommen hat, kleiner ist als diejenige (Ionisierungsspannung), bei welcher die Ionisierung durch Stoß in der i, e-Kurve sich zu zeigen beginnt. Ich bemerke übrigens, daß ich bis jetzt kein Beispiel für diesen vierten Fall aufgefunden habe.

Fünfter Fall (Fig. 3). Die Bedingungen seien dieselben wie im dritten Falle; nur sei die durch das Gas absorbierte Lichtmenge klein im Verhältnis zu der von der Kathode absorbierten Lichtmenge. Der Strom infolge von Ionisierung des Gases (punktierte Kurve) sei also auch im Maximum klein verglichen mit

1) A. Stoletow, Journ. de phys. **9**, 468, 1890.
2) A. Righi, Atti Acad. Lincei **6**, 81, 1890.
3) J. S Townsend, Phil. Mag. **1**, 198, 1901; J. Stark, Ann. d. Phys. **8**, 815, 1902.

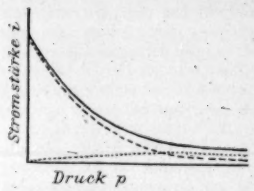


Fig. 3.

dem lichtelektrischen Strom aus der Kathode (gestrichelte Kurve). In der Superposition der beiden Ströme (ausgezogene Kurve) kann sich dann die Ionisierung in einem Maximum der i, p-Kurve nicht mehr bemerkbar machen. Die Leitfähigkeitsmethode versagt in diesem Falle.

Zusammenfassend läßt sich über die Leitfähigkeitsmethode folgendes sagen. Um mit ihrer Hilfe die Ionisierung eines Gases durch Licht nachzuweisen, lege man auf das Gas eine Spannungsdifferenz, welche kleiner ist als die Ionisierungspannung, und beobachte ausgehend von großen Werten des Druckes bei Sinken desselben bis zu kleinen Werten die Stromstärke durch das Gas, während dieses durch Licht in dem Gebiete seiner kurzwelligen Banden bestrahlt wird. Zeigt die Stromstärke bei einem Werte des Gasdruckes ein Maximum, um darauf wieder abzunehmen, so ist dies ein Zeichen der Ionisierung des Gases durch das absorbierte Licht. Die Leitfähigkeitsmethode versagt, wenn die Leitfähigkeit des Gases ohne Belichtung sehr viel größer ist als die Zunahme durch Belichtung, ferner wenn die Stromstärke infolge Ionisierung beträchtlich kleiner ist als der lichtelektrische Strom aus der Kathode.

Kanalstrahlenmethode. — Es ist möglich, daß im letzten Falle folgende Methode zum Ziele führt. Man legt auf das Gas zwischen den Elektroden eine Spannungsdifferenz, welche kleiner ist als die Ionisierungspannung, wendet eine mit zahlreichen Öffnungen versehene Kathode an und stellt hinter dieser einen Faradayschen Käfig mit einem Auffänger auf, welcher mit einem empfindlichen Elektrometer verbunden ist. Durch das elektrische Feld werden dann die im Gas durch das Licht erzeugten positiven Ionen nach der Kathode zu angetrieben; bei niedrigem Druck vermögen sie größere Beträge der Spannungsdifferenz frei zu durchlaufen, erlangen darum eine erhebliche Geschwindigkeit und treten dann dank dieser zum Teil durch die Kanäle in der Kathode hindurch in den Auffänger hinter ihr. Das Auftreten von positiver Ladung auf diesem bei Belichtung des Gases ist dann ein Zeichen für die Ionisierung des Gases durch Licht. Zur Kontrolle ist ein zweites, das Licht nicht absorbierendes Gas einzufüllen und zu untersuchen, ob auch bei ihm der Auffänger eine gleiche große positive Ladung wie zuvor erhält. Ist dies der Fall, so ist zu erwägen, ob diese positive Ladung durch Emission positiver Ionen von seiten der belichteten Anode bez. der belichteten Kathode kommt.

Die Kanalstrahlenmethode hat den Nachteil, daß sie nur bei niedrigem Gasdruck angewendet werden kann, da dann allein die Bremsung der positiven Ionen so klein ist, daß sie in den Auffänger gelangen können. Ich habe sie nicht realisiert und kann darum ihre Brauchbarkeit nicht beurteilen; ich beschränke mich darauf, die Größenordnung des zu erwartenden Kanalstrahlenstromes für einen Spezialfall zu schätzen. Die Größenordnung der von mir weiter unten beschriebenen Stromstärken infolge von Ionisierung beträgt $5 \cdot 10^{-9}$ Amp., die Größenordnung der zugehörigen Drucke schätze ich auf 50 mm. Nehmen wir nun an, die Stromstärke infolge Ionisierung betrage bei einem anderen Gas (z. B. Benzol oder Naphthalin) $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. bei 50 mm Druck, so würde bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-4}$ mm die Größe des Kanalstrahlenstromes, der sich nach der vorstehenden Methode beobachten ließe, von der Ordnung $1 \cdot 10^{-14}$ Amp. werden.

§ 4. Lichtionisierung von Anthrazen-, Diphenylmethan-, α-Naphthylamin- und Diphenylamindampf.

Spezielle Methoden. Nach der Leitfähigkeitsmethode habe ich einige Dämpfe auf Lichtionisierung untersucht. Das Gefäß, in welchem sie zur Untersuchung kamen, war aus Quarzglas von W. C. Heraeus und hatte die aus Fig. 4 (2/9 natürl. Größe) ersichtliche Form. Es

Fig. 4.

war auf einer Seite, wie es der Querschnitt in Fig. 5 zeigt, abgeflacht, um eine intensive Be-

Fig. 5.

strahlung zu ermöglichen. Es besaß scheibenförmige Elektroden aus Nickelstahl, welche den Querschnitt bis auf 1 mm Abstand von der Wand ausfüllten; ihr Abstand voneinander betrug 2,4 cm. Sie saßen an 1,5 mm dicken,

14 cm langen Nickelstahldrähten, diese hatten Führung in 8 cm langen, eng anliegenden Ansatzröhren aus Quarzglas; an deren Enden wurden sie mit Siegellack eingekittet. Die Länge der Drähte und Ansatzröhren war zu dem Zwecke so groß gewählt, daß die Scheibenelektroden und die sie umgebende Gefäßpartie stark erhitzt werden konnte, ohne daß die Kittungen gefährdet wurden. Die Ansatzröhren mußten an den Drähten zu dem Ende dicht an den Drähten anliegen, damit sie diese kühlten und damit außerdem die in das Gefäß eingeführten Substanzen infolge von Kondensation in dem kapillaren Zwischenraum die Kittstellen vor dem heißen Dampf in dem Raum zwischen den Elektroden abdichteten.

Das Quarzgefäß wurde vor der Untersuchung einer jeden Substanz mit Benzol, Alkohol, Äther ausgespült, dann unter Durchblasen von Luft in allen Teilen auf Rotglut erhitzt. Darauf wurden die Elektroden festgekittet, das Gefäß zunächst ohne Substanz an die Luftpumpe gesetzt und unter Erhitzung hoch evakuiert. Dann wurde es wieder abgenommen und die zu untersuchende Substanz durch das Evakuationsrohr hindurch eingeführt. Darauf wurde es wieder an die Pumpe gesetzt und, während es in Kohlensäureschnee eingebaut war, hoch evakuiert und sofort darauf wurde das Evakuationsrohr mit dem Sauerstoffgebläse in etwa 3 cm Abstand von dem zentralen Teil des Gefäßes abgeschmolzen.

Das abgeschmolzene Gefäß wurde in einen Stromkreis geschaltet, in dem sich ein großer Sicherheitswiderstand, eine Akkumulatorenbatterie, deren Zellenzahl von 1 bis 6 variiert werden konnte, ein Umschalter und ein Spulengalvanometer befand, das pro 1 mm Ausschlag eine Stromstärke von $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. anzeigte. Alle Teile des Stromkreises waren sorgfältig durch Paraffin oder Hartgummi isoliert, im Quarzgefäß selber waren die Eisenelektroden durch das Quarzglas gegeneinander vorzüglich isoliert.

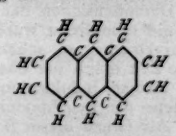
Zur Belichtung des zu untersuchenden Dampfes diente das neue Modell der Quecksilberquarzlampe von W. C. Heraeus, sie wurde dicht an die abgeflachte Seite des Quarzgefäßes gerückt; mit einer Serie von Beobachtungen wurde nicht eher begonnen, als bis die Lampe stationär auf 3,4 Amp. eingebrannt war. Wie bekannt ist, erstreckt sich die Emission der Quecksilberquarzlampe wegen der Absorption im amorphen Quarz und im Sauerstoff nicht unter 185 $\mu\mu$. Wurde bei der Untersuchung der ausgewählten Dämpfe 1,5 mm dickes Natronglas zwischen Lampe und Gefäß gehalten, so verschwand die Stromstärke im Galvanometer in allen Fällen fast vollständig. Das in den nachstehenden Beobachtungen als Ionisator wirksame Licht liegt demnach zwischen 185 und 380 $\mu\mu$.

Zur Untersuchung auf Ionisierung durch Licht wählte ich die Dämpfe von Anthrazen, Diphenylmethan, α-Naphthylamin und Diphenylamin. Das Molekül dieser Substanzen besitzt nämlich erstens in dem Gebiete 185—400 $\mu\mu$ kurzwellige Banden, fluoresziert in Lösung intensiv und zeigt im festen Zustand einen großen lichtelektrischen Effekt, wie von mir und W. Steubing[1]) bereits früher festgestellt wurde. Zweitens besitzen diese Substanzen bereits bei mäßigen Temperaturen einen beträchtlichen Dampfdruck, es kann also bei ihnen durch Variation der Temperatur der Druck im Gasraum gemäß der Forderung der Leitfähigkeitsmethode von hohen bis zu niedrigen Werten variiert werden.

Bei den Beobachtungen stand das Quarzgefäß vertikal. Diese Stellung wurde zu dem Zweck gewählt, damit zwischen den Elektroden keine geschmolzene oder erstarrte Substanz sich ablagern konnte. Die Anheizung wurde für das Gebiet des Gefäßes zwischen den Elektroden am intensivsten gemacht, damit hier keine Kondensation des Dampfes eintreten konnte. Sie wurde mit einer kleinen steifen Bunsenflamme oder mit einer um den zentralen Teil des Gefäßes gelegten Heizspirale auf elektrischem Wege bewirkt. Die Abkühlung unter Zimmertemperatur erfolgte, indem in eine auf das Gefäß gekittete Glasröhre Kohlensäureschnee eingefüllt wurde.

Spezielle Resultate. Die Dämpfe der vier untersuchten Substanzen zeigen folgendes gemeinsame Verhalten bei Absorption von ultraviolettem Licht und Variation des Druckes. Bei einer Spannungsdifferenz von zwei Volt zwischen den Elektroden ist bei hohem Druck die Stromstärke durch den Dampf klein, mit sinkendem Druck (Temperatur) wächst die Stromstärke erst bis zu einem Maximum, nimmt dann wieder bis zu einem Minimum ab und darauf wieder zu; sie verhalten sich also alle wie der oben diskutierte dritte Fall (Fig. 2).

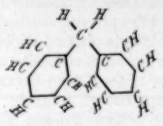
In ultraviolett belichtetem Dampf von Anthrazen betrug die Stromstärke bei hohem Druck



$1 \cdot 10^{-10}$ Amp., bei sinkendem Druck stieg sie langsam bis zu $5 \cdot 10^{-9}$ Amp. an, nahm darauf langsam bis auf $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. ab und stieg dann rasch bis zu $10 \cdot 10^{-9}$ Amp. bei der Temperatur von Kohlesäureschnee an.

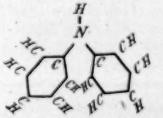
1) J. Stark u. W. Steubing, diese Zeitschr. 9, 481, 1908.

In ultraviolett belichtetem Dampf von Diphenylmethan war bei starker Anheizung die

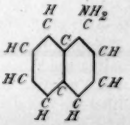


Stromstärke kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., stieg bei Abkühlung bis zu einem Maximum von $8 \cdot 10^{-10}$ Amp., sank darauf bis zu $1 \cdot 10^{-10}$ Amp. und stieg bei weiterer Abkühlung durch Kohlensäure wieder bis zu $15 \cdot 10^{-10}$ Amp.

In ultraviolett belichtetem Dampf von Diphenylamin betrug bei starker Anheizung die Stromstärke $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., stieg bei Abkühlung erst bis auf $2{,}5 \cdot 10^{-9}$ Amp., nahm dann bis auf $2 \cdot 10^{-10}$ Amp. ab, um darauf bei weiterer Abkühlung durch Kohlensäureschnee bis auf $2 \cdot 10^{-9}$ Amp. wieder zu steigen.



In ultraviolett belichtetem Dampf von α-Naphthylamin war bei starker Anheizung die



Stromstärke kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., nahm bei Abkühlung erst bis auf $4 \cdot 10^{-9}$ Amp. zu, bei weiterer Abkühlung bis auf Zimmertemperatur wieder ab bis zu $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. und darauf wieder zu.

Es ist ein Mangel der vorstehenden Beobachtungen, daß in ihnen nur qualitativ die Variation des Dampfdruckes angegeben werden kann, da die Dampftensionen der obigen Substanzen noch nicht bestimmt wurden. Um roh die Größe des Druckes zu schätzen, ließ ich für ganz kurze Zeit durch die Dämpfe die Entladung eines kleinen Induktoriums übergehen und beobachtete die Leuchterscheinungen an der Kathode. Auf Grund dieser Beobachtungen schätze ich, daß der Druck der Dämpfe bei ihrer maximalen Ionisierung von der Größenordnung von 50 mm war. Diese Zahl ist auch in Übereinstimmung mit den früheren Beobtungen über die Intensität der Fluoreszenz der untersuchten Substanzen; es ergab sich nämlich intensive Fluoreszenz bis zu einer Tiefe von 1,5 cm bei einer Konzentration $4 \cdot 10^{-4}$ g/cm^{-3}; diese entspricht einem Druck von 40 mm bei 0° im gasförmigen Zustand.

Für eine jede der untersuchten Substanzen wurde der Druck (Temperatur), bei welchem die Ionisierung im Maximum war, für längere Zeit festgehalten und in zyklischer Variation der Spannungsdifferenz von 0—12,6—0 Volt in Intervallen von 2,1 Volt die i, e-Kurve aufgenommen. In den Figuren 6 und 7 sind die erhaltenen Werte

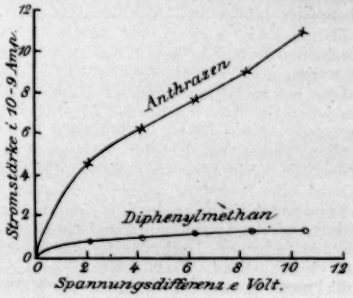


Fig. 6.

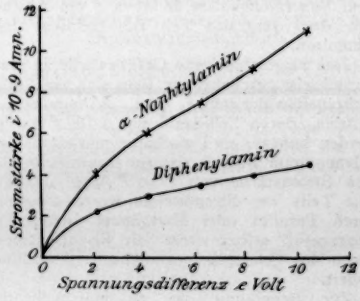


Fig. 7.

graphisch wiedergegeben. Beim Studium und Vergleich der vier Kurven fällt auf, daß zwar hinter zwei Volt das Ansteigen der Stromstärke langsamer erfolgt als davor, daß aber trotz der geringen Ionisation selbst bei 10 Volt die Stromstärke noch keine Sättigung zeigt, sondern fast in linearer Relation mit der Spannungsdifferenz wächst. Ich halte es für ausgeschlossen, daß dieses weitere Anwachsen in Stoßionisierung seinen Grund hat; diese kann bei so hohen Drucken (50 mm) infolge der Kleinheit der frei durchlaufenen Spannungsdifferenz noch nicht statthaben; ich vermute den Grund jener Er-

scheinung vielmehr in folgendem Umstand. Wie bereits oben dargelegt wurde, hängt die Abtrennungsgeschwindigkeit eines absorbierenden Valenzelektrons von der Frequenz des absorbierten Lichtquantums ab; sie nimmt mit dieser ab. Während bei Röntgenstrahlen die kinetische Energie des abgetrennten Elektrons groß ist (Größenordnung $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ erg), beträgt sie für das hier angewendete spektrale Gebiet nur $4{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg. In jenem Falle können darum die abgetrennten Elektronen weit von ihren Restatomen sich entfernen, in diesem dagegen werden sie bereits in unmittelbarer Nähe ihrer Restatome durch Zusammenstoß zum Stillstand gebracht. Nach der Bremsung im Gas können die abgetrennten Elektronen den elektrischen Kräften folgen, welche die Wiedervereinigung der positiven und negativen Ionen bewirken. Diese kann um so rascher sich vollziehen, je kürzer der Weg ist, welchen die Ionen zueinander durch das Gas hindurch zurückzulegen haben; sie wirkt daher im Falle des ultravioletten Lichtes (180—380 $\mu\mu$) schneller als im Falle der Röntgenstrahlung. Ein elektrisches Feld kann in diesem Falle schon bei relativ kleiner Stärke den wechselseitigen Kräften zwischen den weit voneinander entfernten positiven und negativen Ionen überlegen sein und Sättigung der Stromstärke bewirken. In jenem Falle wird ein elektrisches Feld von mäßiger Stärke zunächst nur die weit voneinander entfernten Ionen entgegen ihrer wechselseitigen Anziehung an die Elektroden treiben, bei weiterem Anwachsen wird es auch die einander näher gebliebenen Ionen an der Wiedervereinigung hindern und ein weiteres Anwachsen der Stromstärke erzwingen[1]).

Erwähnt sei noch, daß ich auch Benzol- und Naphthalindampf untersuchte. Ihre kurzwelligen Banden liegen weiter nach Ultraviolett zu als diejenigen der obigen Substanzen. Sie erhalten darum von der verwendeten Lichtquelle wenig wirksames Licht, fluoreszieren mäßig intensiv; festes Naphthalin zeigt einen ungefähr zehnmal kleineren lichtelektrischen Effekt als festes Anthrazen. Demnach war es von vornherein zweifelhaft, ob ihre Ionisierung durch Licht mit der angewendeten Methode sich fassen ließ. In der Tat zeigten Benzol- und Naphthalindampf bei Drucken von ungefähr 30 mm zwar eine Stromstärke von $1 - 10 \cdot 10^{-10}$ Amp., indes ließ sich bei ihnen wegen der Kleinheit dieser vermutlich maximalen Stromstärke infolge Ionisierung die Abnahme der Stromstärke hinter einem Maximum bei sinkendem Druck nicht mehr mit Sicherheit fassen und nach Belieben reproduzieren.

Zum Schlusse sei noch die Frage beantwortet, welchem Atom die negativen Valenzelektronen angehören, die von den Molekülen des Anthrazen-, Diphenylmethan-, Diphenylamin- und α-Naphthylamindampfes durch die Absorption von Licht abgetrennt werden. Wie an früheren Stellen begründet wurde, sind die Zentra der kurzwelligen Absorptionsbanden dieser Substanzen gelockerte Valenzelektronen der Kohlenstoffatome der kondensierten Benzolringe. Diese gelockerten Valenzelektronen der Kohlenstoffatome sind es demnach, welche bei der Ionisierung durch Licht von ihren Atomen und somit von dem Molekül abgetrennt werden, in welches diese eingebaut sind. In dem hier untersuchten Falle handelt es sich also immer um die Ionisierung des Kohlenstoffatoms durch Licht im Gebiete 180—380 $\mu\mu$. Von W. Steubing[1]) wurde im hiesigen Physikalischen Institut der Nachweis geführt, daß das Quecksilberatom im dampfförmigen Zustand durch Licht im Gebiete von 180—240 $\mu\mu$ ionisiert wird. Und nehmen wir die Beobachtungen Palmers als beweiskräftig an, so ist Sauerstoff der dritte Fall der Lichtionisierung eines Atoms im gasförmigen Zustand; bei ihm wird die Ionisierung durch Licht im Gebiete von 120—190 $\mu\mu$ bewirkt.

1) Auf Grund der obigen Überlegungen ist zu folgern, daß der Koeffizient der Wiedervereinigung etwas von der Art der Ionisierung (große bzw. kleine Abtrennungsgeschwindigkeit der Elektronen) abhängen dürfte. Ferner ist folgendes Phänomen zu erwarten. Verliert ein Atom zwei Elektronen bei kleiner Abtrennungsgeschwindigkeit und hohem Gasdruck, so wird dank der großen elektrischen Kraft zwischen Restatom und nahen Elektronen sofort Wiedervereinigung stattfinden und das zweiwertige Ion verschwinden. Hat dasselbe dagegen bei großer Abtrennungsgeschwindigkeit statt, so wird die Wiedervereinigung schwieriger und es kann sich das zweiwertige positive Atomion länger im Gas behaupten. Dieser Gesichtspunkt dürfte bei der Deutung der Versuche von J. S. Townsend (Proc. Roy. Soc. **80**, 207, 1908) und J. Franck u. W. Westphal (Verh. d. Phys. Ges. **11**, 146, 276, 1909) zu berücksichtigen sein.

1) Herr Steubing wird seine Beobachtungen über die Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfes demnächst veröffentlichen.

Aachen, Physik. Institut d. Techn. Hochschule, August 1909.

(Eingegangen 29. August 1909.)

Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden.

Dritte Mitteilung[1]).

Von W. G. Cady.

IV. Die Eigenschaften der Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen.

In der zweiten Mitteilung wurde der Nachweis erbracht, daß, wenn eine Entladung bei geringer Stromstärke unter der Einwirkung

1) Erste Mitteilung, diese Zeitschr. **8**, 890, 1907; zweite Mitteilung, diese Zeitschr. **10**, 569, 1909. — Die Abschnitte und Paragraphen sind in der zweiten und dritten Mitteilung fortlaufend numeriert.

einer angelegten EMK. von mehreren Hundert Volt von einer metallischen Kathode aus in einem Gase übergeht, das am besten aus einem Gemisch von Wasser und Azetondampf besteht, daß dann schnelle elektrische Schwingungen entstehen, deren Frequenz wesentlich durch die elektrischen Konstanten jener Teile des Stromkreises bestimmt wird, die der Entladungsröhre benachbart sind. Die Ursache der Schwingungen scheint ein rascher hin und her verlaufender Wechsel zwischen Bogen und Glimmlicht zu sein.

In den folgenden Paragraphen sollen die Eigenschaften dieser Schwingungen, soweit ich sie untersucht habe, besprochen werden.

§ 15. Der Apparat. — Vorversuche lehrten, daß es wünschenswert sei, eine Entladung zwischen Elektroden von möglichst einfacher Gestalt zu verwenden, damit die Schwingungen nicht in der Nähe der eigentlichen Entladung einem unnötig hohen Werte des Widerstandes oder der Selbstinduktion begegnen. Zu diesem Zwecke führte ich gerade Messingstäbe, *A, A* (Fig. 1) von 3 mm Stärke durch Korkstopfen in die Enden einer Glasröhre von ungefähr 3 cm Weite und 10 cm Länge ein. Gewöhn-

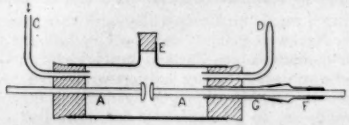


Fig. 1.

lich benutzte ich als Elektroden Scheiben von etwa 1 cm Durchmesser mit leicht abgerundeten Flächen. Ich fertigte eine Anzahl solcher Scheiben aus verschiedenen Metallen, aber von gleicher Gestalt und Größe an, die auf die Stäbe aufgeschraubt werden konnten.

Ein Gemisch aus Wasserstoff und Azetondampf wurde durch das Glasrohr *C* eingelassen und trat bei *D* wieder aus, wo es mit einer winzigen Flamme brannte. *E* war ein kleines seitlich abzweigendes Rohr, das mit einem Korken verschlossen war, und durch das eine Bürste zur Reinigung der Elektroden eingeführt werden konnte. Da ich nur bei Atmosphärendruck arbeitete, so war keine besondere Kittung, außer ein wenig Klebewachs, erforderlich.

Die positive Elektrode wurde durch den Stromdurchgang kaum irgendwie angegriffen, die Kathode aber wies an jeder Stelle, von der aus die Entladung stattgefunden hatte, eine kleine Höhlung auf. Ich mußte die Kathode von Zeit zu Zeit ein wenig drehen sowie die Länge der Entladung (wenige Zehntelmillimeter) recht sorgfältig einstellen. Deshalb war einer der beiden Messingstäbe in eine Glasröhre *F* eingekittet, die durch einen geraden Schliff mit einer zweiten Röhre *G* verbunden war. Diese letztere war in den Korken eingekittet. Dadurch, daß ich die beiden Stäbe in ihren Haltern ein wenig exzentrisch angebracht hatte, und durch Drehung oder geringes Einschieben oder Ausziehen von *F* konnte ich sehr feine Einstellungen erreichen.

§ 16. Solange der Stromkreis wenigstens auf einer Seite der Röhre einige Meter weit von der Entladung frei von allzu großer Selbstinduktion oder allzu großem Widerstand war, konnte ich gute Schwingungen erhalten. Bei den meisten meiner Versuche erstreckten sich starke Kupferdrähte von der Röhre aus in ungefähr einem Meter Abstand voneinander etwa 15 m weit mit möglichst wenig Biegungen. An den entfernteren Enden dieser Drähte befanden sich zunächst große Selbstinduktionsspulen, dann die Regulierwiderstände, der Amperemeterkurzschluß und die elektromotorische Kraft; diese letztere bestand aus einem kleinen Generator von 650 Volt, mit dem zeitweise etwa 350 Volt als Zusatz in Reihe geschaltet wurden. Die angewandten Stromstärken bewegten sich zwischen 0,0025 und 0,25 Ampere, und zwar entstanden die stärksten Schwingungen bei ungefähr 0,1 Ampere.

Wenn ich die Elektroden zur gegenseitigen Berührung brachte und sie dann ein wenig voneinander trennte, so bildete die Entladung einen winzigen Lichtfleck zwischen ihren nächstbenachbarten Teilen. Dieser Lichtfleck war von bläulicher Farbe, nicht sehr hell, und seinem Aussehen nach sowohl von einem Bogen als auch von einer Glimmentladung verschieden. Das Vorhandensein von Schwingungen, die den Stromkreis bis zu den Selbstinduktionsspulen durchliefen, wurde durch die Erwärmung eines bolometrischen Detektors oder durch das Aufleuchten einer Kontrollampe im Entladungsstromkreise angezeigt (siehe § 18).

§ 17. Wechselstrom als Energiequelle für die Schwingungen. — In Anbetracht der Kürze der Entladungsstrecke glaubte ich, daß eine Wechselstrom-EMK. von mäßiger Stärke zur Unterhaltung der Entladung ausreichen könnte[1]). Demgemäß transformierte ich die Spannung der Zentrale von 60 Perioden auf ungefähr 880 Volt hinauf und verwandte sie an Stelle der gewöhnlich benutzten Gleichstromquelle. Bei einer Effektivstromstärke von etwa 0,06 Ampere erhielt ich Schwingungen von ziemlicher Intensität, mit denen ich die meisten der weiterhin zu beschreibenden Versuche ausführen konnte.

Diese Verwendung des Wechselstromes zur

1) Vergl. Peukert, ETZ. **28**, 562, 1908.

Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen legt die Vermutung nahe, daß der Effekt, den Duddell in seiner jüngst erschienenen Veröffentlichung „Short spark phenomena" beschrieben hat[1]), möglicherweise auf Pulsationen von der Art beruhen, wie ich sie hier beschreibe.

§ 18. Eigenschaften der Schwingungen. — Die folgenden einfachen Versuche veranschaulichen schlagend die Eigenschaften dieser Schwingungen. Leider sind alle meine Versuche, die Energieausbeute zu steigern, fruchtlos gewesen, denn die maximale Potentialdifferenz ist nur die einer Glimmentladung, und die Entladung degeneriert zu einem stetigen Bogen, wenn man die Stromstärke viel über 0,2 Ampere hinaus erhöht. Ein eng gekoppelter Resonanzumformer wirkt auf die Entladung in der Weise ein, daß er die Schwingungen schwächt. Immerhin können die Schwingungen für Demonstrationszwecke ein gewisses Verwendungsgebiet finden, denn sie zeigen die Haupteigenschaften hochfrequenter Wechselströme mit überaus einfachen Apparaten. Die angelegte EMK. kann eine Wechselstromquelle sein, ist aber besser eine Gleichstromquelle, und eine solche wollen wir hier auch voraussetzen.

a) Man schalte mit der Röhre in Reihe ein Gleichstromamperemeter und eine Glühlampe von ungefähr 0,5 Ampere Kapazität. Wenn die Elektroden einander berühren, so zeigt das Amperemeter etwa 0,2 Ampere an, und die Lampe glüht schwach. Wenn man dann die Elektroden voneinander entfernt, so gibt das Amperemeter eine verminderte Stromstärke an; wenn aber Schwingungen vorhanden sind, so brennt die Lampe hell, ein Zeichen dafür, daß die Effektivstärke des Wechselstromes größer ist als die Stärke des von der Stromquelle gelieferten Gleichstromes. Auf Grund der Helligkeitszunahme der Lampe läßt sich eine rohe Schätzung des Wirkungsgrades der Umwandlung des Gleichstroms in Wechselstrom ausführen. Eine Miniaturlampe oder eine Lampe von mehreren Hundert Ohm Widerstand sind gleich gut zu verwenden. Fast bei allen unseren Untersuchungen war eine 8-Volt-Lampe von 2 Kerzenstärken mit der Entladungsröhre in Reihe geschaltet und erwies sich als ein ausgezeichneter Anzeiger für das Auftreten von Schwingungen.

b) Man schalte ein paar Windungen starken Drahtes mit der Röhre in Reihe und parallel zu dieser Spule eine Lampe mit hohem Widerstand. Diese Lampe glüht hell. Auf diese Weise führten wir unsere erste Schätzung der Schwingungszahl als Funktion der Selbstinduktion der Spule, sowie des Widerstandes und der (auf Grund der Helligkeit geschätzten) Voltzahl der Lampe aus.

c) Man schalte mit der Röhre in Reihe zunächst eine Miniaturlampe, dann einen Widerstand von mehreren Hundert Ohm, und schließlich eine zweite Miniaturlampe. Die erste Lampe glüht hell, die zweite wenig oder gar nicht, ein Zeichen dafür, daß die Schwingungen von dem hohen Widerstand absorbiert worden sind.

d) Man ersetze den großen Widerstand des vorigen Versuches (c) durch eine Selbstinduktionsspule von geringem Widerstand. Das Ergebnis ist dasselbe wie zuvor infolge der Reflexion und Absorption der Wellen seitens der Selbstinduktion.

Diese Versuche erklären die Tatsache, daß die entfernteren Teile des Stromkreises vollständig frei von Schwingungen sind. Wenn beispielsweise eine kleine Lampe, ein paar Meter geraden Drahtes, eine zweite Lampe und eine größere Selbstinduktion mit der Entladung in Reihe geschaltet sind, so wird die der Röhre näher stehende Lampe unter der Einwirkung der Schwingungen aufleuchten, während die andere dunkel bleibt, ein Zeichen dafür, daß ein Knoten der Stromstärke an der Selbstinduktion liegt, gerade wie am Ende eines offenen Oszillators.

Wir haben diese Versuche auch unter Verwendung eines Hitzdrahtamperemeters an Stelle der Lampen wiederholt und mit dieser Anordnung verschiedene Teile des Stromkreises auf Schwingungen hin untersucht. Tabelle I gibt ein Beispiel für diese Beobachtungen.

Tabelle 1.

i_0	i	$i_1 - i - i_0$
0,063	0,243	0,180
0,093	0,265	0,172
0,124	0,284	0,160

Jede Beobachtungsreihe in dieser Tabelle entspricht einem anderen äußeren Widerstande. In der Tabelle bedeutet i_0 die von der Stromquelle gelieferte Stromstärke in Ampere, i die Stromstärke, die das Hitzdrahtinstrument dicht an der Entladung angibt, und i_1 die Effektivstromstärke des Wechselstromes; diese letztere ist in einem Falle nahezu dreimal so groß wie die Stärke des zugeführten Gleichstromes.

e) Schaltet man zu beiden Seiten der Entladungsröhre eine Selbstinduktion von mäßiger Größe an, so wird die Entladung unregelmäßig und geräuschvoll, und es treten keine Hochfrequenzschwingungen auf. Anscheinend besteht ein kritischer Wert der Selbstinduktion, bei dem die Schwingungen plötzlich aufhören. Aus dem Aufhören der Schwingungen scheint

1) Duddell, Proc. Phys. Soc. London **21** (III), 275, 1909.

hervorzugehen, daß die Pulsationen zwischen Glimmlicht und Bogen oberhalb einer gewissen Frequenz nicht auftreten können.

f) Man nehme die eine Klemme einer Glühlampe mit hohem Widerstand in die Hand und berühre mit der anderen den Entladungsstromkreis in der Nähe der Röhre. Die Lampe leuchtet auf, und zwar ist das Licht auf der Seite der Röhre heller, die einer Selbstinduktion näher gelegen ist, und gerade hier tritt der Bauch der EMK.-Welle auf.

g) Mit Hilfe eines Frequenzmessers mit einem Meßbereich von $0{,}2 \cdot 10^6$ bis $5 \cdot 10^6$ Perioden in der Sekunde lassen sich die Grundschwingung und ihre höheren Oberschwingungen nachweisen. Am besten verfährt man so, daß man eine Spule von ein paar Windungen im Entladungskreise induktiv auf eine zweite Spule wirken läßt, die ziemlich eng mit ihr gekoppelt ist. Wenn die zweite Spule mit einer kleinen Lampe und einem verstellbaren Kondensator in Reihe geschaltet ist, so kann man bei langsamer Veränderung der Kapazität zuweilen die Lampe drei- bis viermal aufleuchten sehen, wenn man nacheinander die Partialschwingungen durchläuft. Zuweilen glüht die Lampe heller als eine ähnliche in den Entladungskreis eingeschaltete.

h) Wenn die Koppelung im vorigen Versuche eng ist, so findet man beim Schließen des Resonanzkreises, daß die Stromstärke des aus der Stromquelle kommenden Gleichstromes verringert wird, ein Zeichen für die erfolgte Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis.

§ 19. Energie und Wirkungsgrad der Schwingungen.

Der folgende Versuch wurde ausgeführt, um ausfindig zu machen, ein wie hoher Prozentsatz der in der Entladung verausgabten Gleichstromenergie sich in Energie elektrischer Schwingungen umwandeln ließe. Zwei vierkerzige 110 Volt-Glühlampen von je etwa 700 Ohm Widerstand wurden zu beiden Seiten der Röhre in den Entladungskreis eingeschaltet. Sie absorbierten nahezu die gesamte Energie der Schwingungen und glühten heller, wenn die Entladung überging, als wenn die Elektroden einander berührten.

Die gesamte von den Lampen absorbierte Leistung ist in der ersten Spalte der Tabelle II angegeben. Sie wurde auf Grund der Helligkeit der Lampen geschätzt. In der zweiten Spalte ist angegeben, wieviel Watt in den Lampen durch die Gleichstromkomponente verausgabt worden sind; diese Zahl wurde gewonnen durch Multiplikation des Quadrates der Generatorstromstärke (diese ist in der letzten Spalte angegeben) mit dem Lampenwiderstand. Die Differenz zwischen der ersten und der zweiten Spalte gibt an, wieviel Watt die Lampen an Wechselstrom verzehrt haben. Die Wattzufuhr seitens der Stromquelle zur Entladung — unter Vernachlässigung des äußeren Widerstandes — ist in der vierten Spalte angegeben, während die fünfte Spalte den Wirkungsgrad enthält, der sich aus der Division der dritten Spalte durch die vierte ergibt. Wie man sieht, ist der höchste verzeichnete Wirkungsgrad 66 v. H.

Tabelle II.

Wattzahl in den Lampen			Wattzufuhr zum Bogen	Prozentischer Wirkgs.-grad	Generatorstromstärke in Ampere
insgesamt	Gleichstrom	Wechselstrom			
13,8	5,4	8,4	18,0	46	0,06
19,6	7,4	12,2	21,2	57	0,072
25,0	9,0	16,0	24,2	66	0,082
36,0	20,4	15,6	34,5	45	0,125

§ 20. Bestimmung der Frequenz. — Zur Bestimmung der Frequenz der Schwingungen bediente ich mich der folgenden Resonanzmethode. Im Hauptentladungskreise befand sich in etwa 30 bis 50 cm Entfernung von der Röhre eine Drahtspule, die bei den meisten Versuchen aus sechs Windungen von 22 cm Durchmesser bestand. Ihre Selbstinduktion betrug ungefähr 20000 cm. Diese Primärspule wirkte induktiv auf eine in veränderlichem Abstande von ihr angeordnete Sekundärspule. Die Selbstinduktionen der verwandten Sekundärspulen bewegten sich zwischen 790 und 1170000 cm.

Mit der Sekundärspule war ein verstellbarer Kondensator aus Zinkplatten mit dazwischen liegenden Glasplatten in Reihe geschaltet, der in Kerosin eingebettet war. Der Sekundärkreis enthielt weiter ein Hitzdrahtamperemeter von ungefähr 2 Ohm Widerstand. Als Detektoren versuchte ich ein Thermoelement sowie auch ein Bolometer in einem mit dem Sekundärkreise lose gekoppelten Tertiärkreise, indessen lieferte keine dieser beiden Methoden so gute Ergebnisse wie das Hitzdrahtinstrument im Resonanzkreise selbst. Für den vorliegenden Zweck war die durch den Widerstand des Hitzdrahtes verursachte Dämpfung nicht ernstlich störend.

Bei der eben beschriebenen Methode ist offenbar die induzierte EMK. im Resonanzkreise der Stromstärke im Entladungskreise proportional. Das heißt, wenn M die gegenseitige Induktion zwischen den beiden Spulen bedeutet, daß

$$e_2 = M \frac{di_1}{dt}$$

ist. Da in diesen Ausdruck die Frequenz eingeht, so folgt aus ihm:

$$e_2 = k i_1 f, \qquad (1)$$

wo k eine Konstante ist.

Dadurch, daß ich Sekundärspulen von verschiedener Selbstinduktion verwandte und jedesmal die Kapazität auf Resonanz einstellte, konnte ich die Grundschwingungen zusammen mit ihren höheren Oberschwingungen auf ihre Frequenz hin und in gewissem Grade auch auf ihre Intensität hin untersuchen. Es ergab sich stets, daß die Ablenkungen des Hitzdrahtes für die Grundschwingung sehr klein waren. Das stimmt mit der durch die Gleichung (1) ausgedrückten Beziehung überein, denn f hat seinen kleinsten Wert für die Grundschwingung, und die Ablenkungen des Hitzdrahtes sind dem Quadrate von e_2 proportional. Bedenken wir weiter, daß die Wellenform der Schwingungen sicherlich sehr komplex ist, so liegt es auf der Hand, daß die Ablenkungen, die einigen der höheren Partialschwingungen entsprechen, viel größer sein werden als die der Grundschwingung entsprechenden. Es erwies sich als notwendig, sehr enge Koppelung anzuwenden, um die Grundschwingung überhaupt nachzuweisen. Lose Koppelung konnte für die Partialschwingungen von der dritten bis zur neunten benutzt werden, während höher hinauf die Koppelung wegen der Abnahme des Wertes von i_1 wieder eng gemacht werden mußte.

§ 21. Wenn ich die Kapazität des Entladungskreises durch Anlegen eines Metallstückes von etwa 10 cm² an einen Punkt in der Nähe der Entladungsröhre erhöhte, so wurden die Frequenzen, wie zu erwarten war, etwas herabgesetzt.

§ 22. Die Einführung einer Spule aus einigen wenigen Drahtwindungen in den Entladungskreis verminderte die Frequenz. Eine Spule von größerer Selbstinduktion steigerte sie sehr, weil die Fortpflanzung der Schwingungen durch Reflexion an der Spule gehemmt wurde.

§ 23. Eine Änderung der angelegten EMK. von 600 auf 1000 Volt hatte keinen Einfluß auf die Intensität oder die Frequenz, solange die Stromstärke ungeändert blieb. Die Umkehrung der Stromrichtung hatte ebenfalls keinen Einfluß.

§ 24. Bei Erhöhung der Stromstärke erhöhte sich die Frequenz, wie aus der nachstehenden Tabelle III ersichtlich wird.

Tabelle III.

Generatorstromstärke	Frequenz	Ablenkung
0,09 Ampere	$8{,}6 \cdot 10^5$	49 mm
0,10 „	$8{,}7 \cdot 10^5$	104 „
0,11 „	$9{,}1 \cdot 10^5$	109 „
0,12 „	$9{,}3 \cdot 10^5$	56 „
0,13 „	$9.45 \cdot 10^5$	39 „

Die letzte Spalte dieser Tabelle gibt die Ablenkungen des Hitzdrahtes an, die als Maß für die Intensität der Schwingungen dienen. Die beobachtete Frequenz ist die der dritten Partialschwingung. Wenn die Intensität der Schwingungen mit wachsender Stromstärke abnähme, würde es möglich sein, die Steigerung der Frequenz auf Grund der Annahme zu erklären, daß mit abnehmender Intensität die Schwingungen weniger weit in den Stromkreis eindrängen, das heißt, daß die effektive Länge des „Oszillators" kleiner wäre. Die dritte Spalte zeigt jedoch, daß die Intensität bei einer Stromstärke von 0,11 Ampere am größten war und mit zunehmender oder abnehmender Stromstärke kleiner wurde (s. § 8). Die Änderung in der Frequenz muß von der Widerstandsänderung des erhitzten Dampfes herrühren, welche die Frequenz gemäß der Formel

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

beeinflußt. Eine Steigerung der Entladungsstromstärke verringert den Widerstand R zwischen den Elektroden und muß daher offenbar die Frequenz erhöhen. Der scheinbare mittlere Widerstand, der sich aus der Messung der Stromstärke und der EMK. ergibt, schwankt unter verschiedenen Verhältnissen zwischen 2000 und 5000 Ohm. Es ist kaum denkbar, daß der Widerstand für Schwingungen so groß sein kann, aber es ist wenigstens klar, daß die Entladung einen hohen Widerstand besitzt, der sich bei Änderung der Stromstärke stark ändert.

Da uns keine Methode zur direkten Messung des Widerstandes der Entladung für oszillierende Ströme einfiel, so versuchten wir, was die Einschaltung eines bekannten großen induktionsfreien Widerstandes (Graphitstift) in den Stromkreis dicht an der Entladung für eine Wirkung hätte. Dieser Versuch war nicht imstande, Licht auf das Problem zu werfen. Wenn nämlich der Widerstand genügend groß war, um die Frequenz überhaupt zu verändern, so absorbierte er die Schwingungen und verringerte ihr Durchdringungsvermögen in so hohem Grade, daß die Frequenz nicht verringert, sondern vergrößert wurde. Man sollte nicht erwarten, daß der Widerstand der Entladung die Durchdringungsfähigkeit der Schwingungen in gleichem Maße beschränkt, da doch die Entladung die Quelle der Schwingungen ist, und diese sich nach allen Richtungen hin ausbreiten.

Es war schwer, den Einfluß einer Veränderung der Länge der Entladung auf die Frequenz zu bestimmen, denn diese Länge war durch die verfügbare EMK. auf ungefähr ein Millimeter beschränkt, und sie wurde beim Übergang der Entladung beständig kürzer, weil sich Kohlenstaub an den Elektroden ablagerte.

Man sollte erwarten, daß eine Vergrößerung der Länge eine Widerstandsvermehrung zur Folge haben und demgemäß die Frequenz der Schwingungen herabmindern würde. Wir können nur behaupten, daß die mögliche Längenänderung sich innerhalb zu enger Grenzen bewegte, um die Frequenz merklich zu beeinflussen.

§ 25. Systeme von Partialschwingungen. — Da es unmöglich war, den Zustand der Entladung und die Stromstärke genügend lange konstant zu halten, um Daten für eine volle Resonanzkurve zu erhalten, so kann ich nur unvollständige Gruppen von Partialschwingungen aufweisen, die ich zu verschiedenen Zeiten und unter verschiedenen Verhältnissen gewonnen habe. Die Entladung, und infolgedessen auch die Frequenz, schwankten so stark, daß die Resonanzkurven beträchtlich abgeflacht waren, als ob die Schwingungen gedämpft gewesen wären. In ein oder zwei Einzelfällen (siehe § 29), wo die Entladung ungewöhnlich stetig war, habe ich jedoch Kurven von großer Schärfe für eine oder zwei Frequenzen gewonnen.

In der folgenden Tabelle IV habe ich einige Gruppen von Partialschwingungen nach ihren Frequenzen als Beispiele angeführt. Die Zahlen in den beiden ersten Spalten geben die Frequenzen in Millionen per Sekunde. Das Partialschwingungsverhältnis ist im allgemeinen klar, wenn man bedenkt, daß in vielen Fällen die Einstellung schwierig und die Resonanz schlecht definiert war. In der ersten Spalte ist für die Grundschwingung der Wert angegeben, der den beobachteten höheren Partialschwingungen am besten genügt. Wegen der losen Koppelung konnte die Grundschwingung nicht in allen Fällen direkt beobachtet werden. Zur Probe auf die Genauigkeit enthält die dritte Spalte die Quotienten, die man erhält, wenn man die beobachteten Frequenzen durch die Frequenz der Grundschwingung dividiert. Diese Größen müßten ganze Zahlen sein und die Ordnungszahl der Partialschwingung angeben.

Tabelle IV.

Frequenz der Grundschwingung	Beobachtete Frequenzen	Verhältnis	Ordnungszahl der Partialschwingung
0,255	0,25	0,98	1
	0,465	1,82	2
	1,02	4,0	4
	1,32	5,18	5
	1,82	7,13	7
	2,22	8,70	9
0,237	0,237	1,0	1
	1,4	5,91	6
	1,68	7,10	7
	2,9	12,2	12
	3,7	15,6	16(?)
0,22	0,46	2,09	2
	0,66	3,00	3
	0,84	3,83	4
	1,12	5,09	5
0,288	0,87	3,02	3
	1,18	4,10	4
	1,70	5,90	6
	2,30	7,99	8
	2,88	10,0	10

Die Unterschiede zwischen den Wellenformen der einzelnen Gruppen rühren von Verschiedenheiten der Stromstärke und Änderungen im elektrischen Stromkreise her.

§ 26. Die Ergebnisse der letzten Gruppe sind auch in Fig. 2 dargestellt, wo die Resonanzkurve gezeichnet ist. Die Beobachtungen wurden alle im Bereiche des verstellbaren Kondensators gemacht unter Beibehaltung derselben Sekundärspule und desselben Koppelungsgrades für sämtliche Beobachtungen. Die Ordinaten sind nicht beobachtete Ausschläge des Hitzdrahtes, sondern sie sind in willkürlichen Einheiten angegeben, die der Intensität der Primärschwingungen proportional sind. Diese Intensität ergibt sich aus der Formel

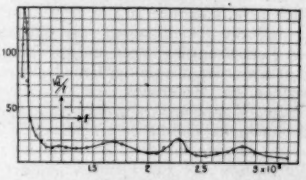


Fig. 2.

$$i_1 = \frac{c}{f}\sqrt{d},$$

wo i_1 der Effektivwert für die in Rede stehende Partialschwingung, f die Frequenz, d die Ablenkung des Hitzdrahtes und c eine Konstante ist. Die Ablenkungen sind somit für die Frequenz (vergl. § 20) und für die parabolische Form der Hitzdrahtfunktion korrigiert.

§ 27. Eine vollkommene Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Partialschwingungen jeder Gruppe kann man nicht erwarten, wie denn auch andere Beobachter gefunden haben, daß nicht sämtliche Partialfrequenzen elektrischer Schwingungen ganze Vielfache der Grundfrequenz sind. Überdies ist es im vorliegenden Falle nicht unmöglich, daß der eine oder der andere Teil des Stromkreises, dessen Eigenperiode von einer der Partialschwingungen nicht weit entfernt ist, ein störendes Element hineinbringen könnte.

§ 28. Bei Verwendung einer Spule von sehr kleiner Selbstinduktion im Resonanzkreis habe ich Frequenzen bis zu neun Millio-

nen beobachtet. Eine so hohe Frequenz muß eine Partialschwingung von der Ordnung der sechsunddreißigsten sein, sofern sie nicht einfach von einem kleinen Teile des Entladungskreises herrührt, in dem schwache Schwingungen von sehr hoher Frequenz erregt worden sind.

§ 29. Sind die Schwingungen ungedämpft? Eine befriedigende Antwort auf diese Frage läßt sich aus der Mehrzahl der Resonanzkurven nicht erlangen. Einige der untersuchten Kurven, mit Einschluß der in Fig. 2 dargestellten, gaben für die Summe der Dekremente im Primär- und im Sekundärkreise Werte, die sich bis auf 0,124 belaufen. Da sich das sekundäre Dekrement aus den Konstanten des Kondensatorkreises ermitteln ließ, so ergab sich das scheinbare Dekrement der Primärschwingungen durch Subtraktion. Diese ergab für den Fall der erwähnten Kurven primäre Dekremente von 0,07 bis 0,10.

Bei anderen Gelegenheiten jedoch, wenn sich die Entladung dazu bequemte, genügend lange Zeit hindurch stetig zu verlaufen, erhielt ich Resonanzkurven mit scharfen Spitzen, die ein primäres Dekrement von nicht mehr als 0,005 aufwiesen.

Es sieht so aus, als ob die Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen an und für sich ungedämpft wären, und als ob die abgeflachte Gestalt der Kurven durch das fortgesetzte Schwanken der Frequenz und der Intensität hervorgerufen würde. Wenn andererseits die Entladung eine Folge richtiger Funken wäre, so müßte man erwarten, daß die Dämpfung viel größer wäre und die höheren Partialschwingungen weniger stark hervortreten würden.

§ 30. Menge der bei jeder Schwingung von der Kathode entbundenen Materie. — Während der Schwingungen wird die Anode nicht merklich angegriffen. Die Kathode schwindet so langsam, daß es der Mühe wert erschien, festzustellen, ein wie kleiner Bruchteil eines Grammes jedesmal verflüchtigt wird, wenn sich die Entladung in der Bogenphase befindet. Ich ließ demgemäß die Schwingungen möglichst ununterbrochen eine Stunde lang laufen, und zwar bei einer Stromstärke von 0,12 Ampere und einer Grundfrequenz von ungefähr 240000. Der Verlust der Kupferkathode an Masse betrug 0,018 Gramm. Das entspricht einem Verlust von $2{,}1 \cdot 10^{-11}$ Gramm in jeder Periode. Das ist die Masse von ungefähr $3{,}5 \cdot 10^{11}$ Kupferatomen.

§ 31. Schwingendes System parallel zur Entladung. — Es schien von Interesse, zu untersuchen, welchen Einfluß es auf die Entladung ausübt, wenn man eine Kapazität und eine Selbstinduktion zu ihr parallel schaltet. Ich habe unter diesen Bedingungen nichts weiter zu erhalten vermocht als Duddellsche Schwingungen. Die Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen schienen nämlich an Intensität stark vermindert, während die Stromstärke des zugeführten Gleichstromes erhöht wurde, wenn der Kondensatorkreis geschlossen wurde. Die Entladung wurde stetiger und in ihrem Aussehen einem stabilen Bogen ähnlicher.

§ 32. Energiestrahlung seitens des Entladungskreises. — Bei einer Entladung zwischen Kupferelektroden in Luft, die Schwingungen lieferte, welche im Vergleich zu den später benutzten schwach und von geringer Frequenz waren, gab ein gewöhnlicher Telephonempfänger einen rauschenden Ton, wenn er mehr als ein Meter von der Entladung entfernt gehalten wurde. Der Empfänger war zwischen zwei gerade Drähte von je 60 cm Länge eingeschaltet, die in dünne Bleche von 10 cm² Fläche endeten, welche als Detektorsystem dienten.

Von derselben Entladung aus wurden Strahlungen auf ein Bolometer in vier Meter Abstand übertragen. Sie wurden sehr verstärkt, wenn man einen großen Hohlspiegel hinter der Entladung aufstellte.

Bei Verwendung der stärkeren Schwingungen, wie sie bei den späteren Versuchen auftraten, fand es sich, daß das Bolometer noch ansprach, wenn es 35 Meter vom Entladungskreise entfernt war. Der Entladungsstrom selbst wurde außerhalb des Laboratoriums in zwölf Meter Entfernung senkrecht in die Höhe geleitet, und der Stromkreis war im Innern des Gebäudes geschlossen. Die von diesem „Luftleiter" ausgestrahlte Energie wurde von einem zweiten neun Meter hohen Luftleiter an einem benachbarten Hause aufgefangen, und das Bolometer war zwischen diesen zweiten Luftleiter und die Erde eingeschaltet.

Zusammenfassung.

1. Es wird die Apparatur zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen beschrieben. Man kann dabei entweder Wechselstrom oder Gleichstrom verwenden.

2. Es wird eine Reihe von Versuchen beschrieben, die unter Benutzung von Glühlampen oder Hitzdrahtamperemetern einige der Wirkungen dieser hochfrequenten Ströme und ihrer höheren Partialschwingungen zeigen.

3. Unter günstigen Umständen lassen sich 66 v. H. der Energie, die der Entladung zugeführt wird, in oszillierende Ströme umwandeln.

4. Die in den meisten Fällen beobachtete Frequenz der Grundschwingung war von der Größenordnung einer Viertelmillion.

5. Es werden die Wirkungen von Veränderungen der Kapazität, der Selbstinduktion und

der Stromstärke im Entladungsstromkreise beschrieben.

6. Mit Hilfe eines abgestimmten Resonanzkreises wurde das Vorhandensein und das Intensitätsverhältnis einer großen Anzahl hoher Partialschwingungen untersucht.

7. Beobachtungen über die Dämpfung waren schwierig anzustellen. Sie lassen aber darauf schließen, daß die Schwingungen ungedämpft sind.

8. Es wurde die Menge der bei jedem Kreislauf in der Bogenphase an der Kathode verflüchtigten Materie gemessen.

9. Wenn eine Kapazität und eine Selbstinduktion zur Entladung parallel geschaltet werden, so werden die Schwingungen verringert.

10. Es werden Versuche beschrieben, welche die Ausstrahlung elektromagnetischer Wellen seitens der Entladung und seitens der ihr nächst benachbarten Teile des Stromkreises veranschaulichen.

Scott Laboratory of Physics, Wesleyan University, Middletown, Conn., 11. Juni 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. Juli 1909.)

Zur Theorie der erzwungenen Schwingungen von Saiten und Stäben.

Von Clemens Schaefer und Ernst Juretzka.

Durch eine große Reihe von Arbeiten ist die Bedeutung der Theorie der Integralgleichungen für die theoretische Physik ins hellste Licht gerückt worden[1]). Wir wollen im folgenden zeigen, wie einfach sich mit den Hilfsmitteln dieser Theorie die erzwungenen Schwingungen von linearen kontinuierlichen Gebilden, z. B. Saiten oder Stäben, ergeben. Der Einfachheit halber beschränken wir uns auf den Fall der schwingenden homogenen Saite; doch sind alle Resultate z. B. auch auf die Transversalschwingungen von Stäben, die durch eine Differentialgleichung vierter Ordnung definiert sind, übertragbar.

Es ist leicht, von der Differentialgleichung der freischwingenden Saite zu einer äquivalenten Integralgleichung zu gelangen. Bezeichnen wir mit η die Verrückung eines Wertes x der Saite aus der Ruhelage zur Zeit t, mit ϱ und p Konstanten von leicht ersichtlicher physikalischer Bedeutung, so lautet die Differentialgleichung:

$$\varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - p \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0. \qquad (1)$$

Dazu treten etwa die Randbedingungen:

$$\eta \Big|_{0,1}^{t} = 0, \qquad (2)$$

wobei wir als Länge der Saite die Einheit nehmen.

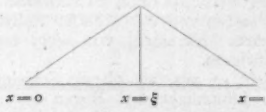
Um von (1) und (2) zur Integralgleichung zu gelangen, bildet man zunächst eine Hilfsfunktion $K(x,\xi)$; die der Differentialgleichung für den stationären Zustand:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0 \qquad (3)$$

und den Randbedingungen (2) gehorcht, und deren erste Ableitung an der Stelle $x = \xi$ einen Sprung vom Betrage 1 macht; also:

$$\frac{dK(x\xi)}{dx}\Big|_{\xi+0}^{\xi-0} = 1.$$

Graphisch stellt sich also $K(x\xi)$ etwa folgendermaßen dar:



Man leitet für den obigen Fall leicht ab, daß

$$\left.\begin{aligned} K(x\xi) &= x(1-\xi) \text{ für } x \leq \xi; \\ K(x\xi) &= \xi(1-x) \text{ für } x \geq \xi. \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Setzt man nun in (1) und (2) $\eta(x,t) = v(x)e^{int}$, so ergibt sich daraus:

$$v''(x) + \lambda v(x) = 0, \qquad (5)$$

$$v\Big|_{0,1} = 0, \qquad (6)$$

wenn $\frac{\varrho n^2}{p} = \lambda$ gesetzt wird.

Durch geeignete Kombination von (5) mit der Differentialgleichung des „Kerns" $K''(x\xi) = 0$ erhält man leicht die Gleichung:

$$\int_0^1 [v''(x)K(x\xi) - K''(x\xi)v(x)]\,dx + \lambda \int_0^1 K(x\xi)v(x)\,dx = 0.$$

Das erste Glied ergibt, unter Berücksichtigung der Unstetigkeit von $K'(x\xi)$ den Wert: $-v(\xi)$, so daß folgt:

$$v(\xi) = \lambda \int_0^1 K(x\xi)v(x)\,dx, \qquad (7)$$

eine homogene Integralgleichung (2. Art nach Hilbert).

Sie ist nur für gewisse Werte von λ, die „Eigenwerte" λ_r, lösbar; zu jedem Werte λ_r

1) Vergl. etwa: J. Fredholm, Acta mathematica **27**, 365, 1903; D. Hilbert, Grundzüge einer Theorie der linearen Int.-Gl., 2. Mitt., Gött. Nachr. 1904, S. 213 ff.; E. Schmidt, Göttinger Inaug.-Diss. 1905.

gehört eine „Eigenfunktion" $v_\nu(x)$ und eine „Eigenfrequenz" n_ν. Der Ausdruck

$$\eta_\nu = v_\nu(\xi)\{A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t\},$$

wo A_ν und B_ν willkürliche Konstanten sind, ist also ein partikuläres Integral der Differentialgleichung (1); das allgemeine Integral ergibt sich in der Form:

$$\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi)\{A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t\}; \quad (8)$$

vermittelst der Konstanten A_ν und B_ν kann die Lösung jedem Anfangszustande angepaßt werden.

In ähnlicher Weise kann man zu einer inhomogenen Integralgleichung gelangen, wenn man von der Differentialgleichung der erzwungenen Schwingungen ausgeht:

$$\varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - p \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = X(x,t). \quad (9)$$

Setzt man hier:

$$X = U(x)\, e^{int},$$
$$\eta = v(x)\, e^{int},$$

wo n ein fester, willkürlicher Wert ist und $U(x)$ und $v(x)$ reelle Funktionen bedeuten, so folgt aus (9):

$$v''(x) + \lambda v(x) = -\frac{U(x)}{p}, \quad (10)$$

wobei $\lambda = \frac{\varrho n^2}{p}$ nun auch ein fester gegebener Wert ist.

Kombiniert man (10) wieder mit der Differentialgleichung des Kerns, so erhält man:

$$v(\xi) = \lambda \int_0^1 K(x\,\xi)\, v(x)\, dx + f(\xi), \quad (11)$$

wenn zur Abkürzung

$$-\int_0^1 \frac{U(x)}{p} K(x\,\xi)\, dx = f(\xi) \quad (11a)$$

gesetzt wird.

Nach Schmidt[1]) kann man die Lösung von (11) in der Form schreiben:

$$v(\xi) = f(\xi) + \lambda \sum_\nu^{1,\infty} \frac{v_\nu(\xi)\, c_\nu}{\lambda_\nu - \lambda}, \quad (12)$$

wo die c_ν durch die Gleichung definiert sind:

$$c_\nu = \int_0^1 f(x)\, v_\nu(x)\, dx. \quad (12a)$$

Beim Übergange zu η hat man demgemäß:

$$\eta = f(\xi)\cos nt + \lambda \sum_\nu^{1,\infty} \frac{v_\nu(\xi)\, c_\nu}{\lambda_\nu - \lambda} \cdot \cos nt; \quad (13)$$

diese Gleichung stellt ersichtlich die erzwungenen Schwingungen dar. Man erkennt, daß diese Lösung ihren Sinn verliert, wenn λ gleich einem der Werte λ_ν wird, d. h. wenn die Periode der äußeren Kraft gleich einer der Eigenperioden wird. Und ferner ist ersichtlich, daß (13) nur eine partikuläre Lösung darstellt, in der keine verfügbaren Konstanten vorhanden sind, die also einem willkürlich gegebenen Anfangszustande nicht angepaßt werden kann.

Wir wollen im folgenden zeigen, wie man, von der Differentialgleichung (9) ausgehend, ansetzen muß, um die allgemeine Lösung zu erhalten.

Zu dem Zwecke zerspalten wir in (9) η in zwei Teile:

$$\eta = \eta_1 + \eta_2,$$

und verlangen, daß

η_1 der Differentialgleichung (1) der freien Schwingungen,
η_2 der Differentialgleichung (9) der erzwungenen Schwingungen

gehorchen möge. Dann ist unmittelbar klar, daß die Summe $\eta = \eta_1 + \eta_2$ eine Lösung der Differentialgleichung (9) darstellt. Wir erhalten also die allgemeine Lösung von (9) als Superposition der Lösung (8) und der Lösung (13). Also:

$$\left.\begin{aligned}\eta = \eta_1 + \eta_2 = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi)\{A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t\} \\ + f(\xi)\cos nt + \lambda \sum_\nu^{1,\infty} \frac{v_\nu(\xi)\, c_\nu}{\lambda_\nu - \lambda} \cdot \cos nt\end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Hierin ist nun $f(\xi)$, wie sich aus (11a) leicht ergibt, eine mit ihren beiden ersten Ableitungen stetige Funktion, die außerdem die Randbedingungen des Problems erfüllt ($f_{(0)} = f_{(1)} = 0$); sie ist demgemäß nach den Eigenfunktionen $v_\nu(\xi)$ des betreffenden Kerns entwickelbar:

$$f(\xi) = \sum b_\nu v_\nu(\xi), \text{ wo } b_\nu = \int_\nu^1 f(x)\, v(x)\, dx, \text{ also}$$

nach (12a): $b_\nu = c_\nu$.

Dann wird aus (14):

$$\left.\begin{aligned}\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi)\Big[A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t \\ + \Big(c_\nu + \frac{c_\nu \lambda}{\lambda_\nu - \lambda}\Big)\cos nt\Big]\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Ist nun zur Zeit $t = 0$ vorgeschrieben, daß

$$\eta = F_1(\xi), \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = F_2(\xi)$$

sein soll, so erhält man infolge der Integralbeziehungen, die für die Eigenfunktionen gelten:

$$\int_0^1 v_\nu(x)\, v_\mu(x)\, dx = 0,$$

$$\int_0^1 v_\nu^2(x)\, dx = 1,$$

die folgende Konstantenbestimmung:

[1]) E. Schmidt, l. c.

$$A_\nu = -\left\{c_\nu + \frac{c_\nu \lambda}{\lambda_\nu - \lambda}\right\} + \int_0^1 F_1(x)\, v_\nu(x)\, dx$$
$$B_\nu = \frac{1}{n_\nu} \int_0^1 F_2(x)\, v_\nu(x)\, dx \qquad (16)$$

Mit Einführung dieser Werte wird (15) zu:

$$\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi) \left[\left(c_\nu + \frac{c_\nu \lambda}{\lambda_\nu - \lambda}\right)(\cos nt - \cos n_\nu t) + \int_0^1 F_1(x)\, v_\nu(x)\, dx \cdot \cos n_\nu t + \frac{1}{n_\nu} \int_0^1 F_2(x)\, v_\nu(x)\, dx \cdot \sin n_\nu t \right] \qquad (17)$$

Gleichung (17) stellt das allgemeine Integral der Differentialgleichung (9) dar. Zur weiteren Diskussion beschränken wir uns auf den einfachen Fall, daß zur Zeit $t = 0$ die Saite gerade gestreckt und in Ruhe sei, d. h.

$$F_1(\xi) = F_2(\xi) = 0.$$

Dann erhalten wir aus (17):

$$\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi) \left(c_\nu + \frac{c_\nu \lambda}{\lambda_\nu - \lambda}\right)(\cos nt - \cos n_\nu t). \qquad (18)$$

Hier wollen wir noch für λ und λ_ν die Werte $\frac{\varrho n^2}{p}$ bezw. $\frac{\varrho n_\nu^2}{p}$ einsetzen, wodurch folgt:

$$\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi) \frac{c_\nu n_\nu^2}{n_\nu^2 - n^2} (\cos nt - \cos n_\nu t). \qquad (19)$$

Wir betrachten nun weiter den Fall, daß n in unmittelbarer Nähe eines der Werte n_ν liege, der $n_\varkappa$ heißen möge. Dann tritt in der Summe (19) folgendes Glied auf:

$$v_\varkappa(\xi) \frac{c_\varkappa n_\varkappa^2}{n_\varkappa^2 - n^2} [\cos nt - \cos n_\varkappa t].$$

Die physikalische Bedeutung desselben ist folgende: Wegen der annähernden Gleichheit von n und $n_\varkappa$ ist zunächst für kleine Werte von t die Differenz der Kosinusse unmerklich klein; sie wächst mit wachsendem t, passiert ein Maximum, sinkt wieder zu kleinen Werten herab, passiert ein Minimum usf., und zwar treten in der Sekunde $\frac{n - n_\varkappa}{2\pi}$ solcher Schwankungen auf. Man hat hier die analytische Formulierung des aus der Akustik wohlbekannten Phänomens der Schwebungen vor sich.

Die Zahl der Schwebungen pro Sekunde wird immer geringer, je näher n an $n_\varkappa$ heranrückt. Lassen wir schließlich $n = n_\varkappa$ werden, so erhält das betreffende Glied die unbestimmte Form $\frac{0}{0}$, infolge des Faktors $\frac{\cos nt - \cos n_\varkappa t}{n_\varkappa^2 - n^2}$.

Bestimmt man in bekannter Weise den Wert dieses Gliedes, indem man nach n differenziert und dann $n = n_\varkappa$ setzt, so folgt:

$$+ \frac{v_\varkappa(\xi)}{2} c_\varkappa n_\varkappa \cdot t \cdot \sin n_\varkappa t, \qquad (20)$$

d. h. ein für alle endlichen Werte von t gleichfalls endlicher Wert, dessen Betrag mit wachsendem t wächst.

Man erkennt, daß also für alle endlichen Werte von t die Lösung (19) ihren Sinn beibehält. Dies ist physikalisch leicht zu erklären. Denn die Schwingungen der Saite werden ja, auch wenn einer ihrer Eigentöne mit der Periode der äußeren Kraft koinzidiert, nicht sofort unendlich groß, sondern es erfolgt ein allmähliches, immer stärker werdendes Anschwingen der Saite. Und zwar ist aus (20) wegen des Faktors t ersichtlich, daß die Amplituden der Schwingung in arithmetischer Progression wachsen. Es ist klar, daß man dieses Anschwingen als Grenzfall der vorher erwähnten Schwebungen auffassen kann.

Für $t = \infty$ natürlich versagt die Lösung. Dies liegt daran, daß wir einen wesentlichen Faktor, nämlich die stets vorhandene Dämpfung, nicht berücksichtigt haben. Auch dies läßt sich leicht berücksichtigen, wie wir noch kurz zeigen wollen. Analytisch besteht der Unterschied nur darin, daß der Parameter λ der inhomogenen Integralgleichung nunmehr komplex wird.

Wir wollen also nunmehr die gedämpfte freischwingende Saite untersuchen. Die Differentialgleichung lautet:

$$\varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + k \frac{\partial \eta}{\partial t} - p \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0; \qquad (21)$$

dazu treten die alten Randbedingungen: $\eta \Big|_{0,1} = 0$.

Durch den Ansatz

$$\eta = e^{-\frac{k}{2\varrho} t} e^{int} \varphi(x) \qquad (22)$$

folgt aus (21):

$$\varrho \left[-\frac{k}{2\varrho} + in\right]^2 \varphi(x) + k\left[-\frac{k}{2\varrho} + in\right] \varphi(x) - p\varphi''(x) = 0,$$

oder

$$\varphi''(x) + \lambda \varphi(x) = 0, \qquad (23)$$

wobei $\lambda = \frac{k^2 + 4\varrho^2 n^2}{4\varrho p}$ gesetzt ist.

Daraus ergibt sich wieder in Verbindung mit der Differentialgleichung des Kerns die homogene Integralgleichung:

$$\varphi_\nu(\xi) = \lambda_\nu \int_0^1 K(x\xi)\, \varphi_\nu(x)\, dx.$$

Es wird zweckmäßig sein, hier die Eigenwerte und Eigenfunktionen zu bestimmen. Es ist bekannt, daß die Integrale von (24) $\left.\begin{matrix}\cos \\ \sin\end{matrix}\right\} \sqrt{\lambda} \cdot x$

sind, von denen wegen der Grenzbedingung $\varphi(0) = 0$ nur der Sinus in Betracht kommt. Die Bedingung $\varphi(1) = 0$ fordert dann, daß $\sqrt{\lambda_\nu} - \nu\pi$, wenn ν die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft. Zu der so erhaltenen Eigenfunktion $\sin \nu\pi x$ ist nun noch ein Faktor C zur „Normierung" hinzuzufügen, derart, daß das Integral

$$\int_0^1 C^2 \sin^2 \pi\nu x \cdot dx = 1$$

wird.

Man bestimmt daraus: $C = \sqrt{2}$; also hat man die Eigenwerte:

$$\left.\begin{aligned} \lambda\nu &= \nu^2\pi^2, \\ \text{die normierten Eigenfunktionen:}\quad \varphi_\nu(x) &= \sqrt{2}\sin \nu\pi x. \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Das sind, wie man sich leicht überzeugt, die nämlichen Werte, die man auch für die ungedämpften Saitenschwingungen erhält. Dagegen sind die Eigenfrequenzen n_ν andere geworden, denn es ist:

$$\lambda_\nu = \nu^2\pi^2 = \frac{k^2 + 4\varrho^2\pi^2}{4\varrho\pi},$$

also

$$n_\nu = \frac{1}{2\varrho}\sqrt{4\varrho\rho\nu^2\pi^2 - k^2}, \quad (24a)$$

während für verschwindende Dämpfung ($k = 0$) sich vorher ergeben mußte: $n_\nu = \nu\pi\sqrt{\frac{p}{\varrho}}$.

Für kleine Werte von k ist die Änderung der Schwingungsdauer übrigens, wie ein Blick auf (24a) ergibt, geringfügig, so daß in erster Annäherung auch die Eigenperiode als ungeändert betrachtet werden kann.

Als allgemeines Integral von (21) erhalten wir also:

$$\eta = e^{-\frac{k}{2\varrho}t}\sum_\nu^{1,\infty}\varphi_\nu(\xi)\,[A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t]. \quad (25)$$

Gehen wir zu den erzwungenen Schwingungen über, so lautet die Differentialgleichung:

$$\varrho\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2} + k\frac{\partial\eta}{\partial t} - p\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2} = X(x,t). \quad (26)$$

Hier zerlegen wir wieder η in die Summe $\eta_1 + \eta_2$, wo, wie vorhin, η_1 der Gleichung (21) genügen soll, deren Lösung wir in (25) vor uns haben; dagegen gehorche η_2 der Gleichung (26).

Wir setzen nun an:

$$\left.\begin{aligned} X(x,t) &= U(x)\cdot\cos nt, \\ \eta_2(x,t) &= \psi(x)\cdot\cos nt + \chi(x)\cdot\sin nt, \end{aligned}\right\} \quad (27)$$

tragen diese Werte in Gl. (26) ein und setzen die Koeffizienten von $\sin nt$ und $\cos nt$ einzeln gleich Null. Dann erhält man folgende Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \varrho n^2\psi - kn\chi + p\psi'' &= -U \\ \varrho n^2\chi + kn\psi + p\chi'' &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (28)$$

Wir multiplizieren diese letztere Gleichung mit $i = \sqrt{-1}$, und addieren sie etwa zu der ersteren. Dann folgt:

$$(\psi + i\chi)\frac{\varrho n^2 + kni}{p} + (\psi + i\chi)'' = -\frac{U(x)}{p},$$

oder, wenn

$$\left.\begin{aligned} \psi + i\chi &= \Phi(x) \\ \frac{\varrho n^2 + kni}{p} &= \Lambda \end{aligned}\right\} \quad (29)$$

gesetzt wird:

$$\Phi''(x) + \Lambda\Phi(x) = -\frac{U(x)}{p}, \quad (30)$$

woraus in der bekannten Weise die inhomogene Integralgleichung sich ergibt:

$$\Phi(\xi) = f(\xi) + \Lambda\int_0^1 K(x\xi)\,\Phi(x)\,dx, \quad (31)$$

wo $f(\xi)$ eine Abkürzung für $-\int_0^1 K(x\xi)(Ux)\,dx$ ist.

Nach dem Schmidtschen Satze ergibt sich die Lösung von (31):

$$\Phi(\xi) = f(\xi) + \Lambda\sum_\nu^{1,\infty}\frac{c_\nu\varphi_\nu(\xi)}{\lambda_\nu - \Lambda},$$

wo jetzt nach (29) Φ noch in seinen reellen und imaginären Teil zu zerspalten ist. Setzen wir

$$\Lambda = \lambda + \mu i, \quad \left[\lambda = \frac{\varrho n^2}{p},\ \mu = \frac{kn}{p}\right],$$

so erhält man:

$$\psi + i\chi = f(\xi) + \sum_\nu^{1,\infty}\frac{(\lambda + \mu i)\,c_\nu\varphi_\nu(\xi)}{\lambda_\nu - \lambda - \mu i},$$

Zur Vereinfachung setze man

$$\left.\begin{aligned} \lambda_\nu - \lambda &= \varrho_\nu\cos\psi_\nu, \\ \mu &= \varrho_\nu\sin\psi_\nu, \end{aligned}\right\} \quad (32)$$

woraus

$$\left.\begin{aligned} \varrho_\nu^2 &= (\lambda_\nu - \lambda)^2 + \mu^2 \\ \operatorname{tang}\psi_\nu &= \frac{\mu}{\lambda_\nu - \lambda} \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

folgt; dann kann man schreiben:

$$\psi + i\chi = f(\xi) + \sum_\nu^{1,\infty}\frac{(\lambda + \mu i)\,c_\nu\varphi_\nu(\xi)}{\varrho_\nu}\,e^{i\psi_\nu};$$

spaltet man, so folgt:

$$\psi(\xi) = f(\xi) + \sum_\nu^{1,\infty}\frac{+\lambda\cos\psi_\nu - \mu\sin\psi_\nu}{\varrho_\nu}\cdot c_\nu\varphi_\nu(\xi),$$

$$\chi(\xi) = \sum_\nu^{1,\infty}\frac{+\lambda\sin\psi_\nu + \mu\cos\psi_\nu}{\varrho_\nu}\cdot c_\nu\varphi_\nu(\xi).$$

Und daraus folgt endlich für η_2:

$$\eta_2 = f(\xi)\cos nt + \sum_{\nu}^{1,\infty} \frac{c_\nu}{\varrho_\nu}\varphi_\nu(\xi)\left[\lambda\cos(nt-\psi_\nu) + \mu\sin(nt-\psi_\nu)\right] \quad (34)$$

Also folgt als allgemeine Lösung von (26) nach (25) und (34):

$$\eta = e^{-\frac{k}{2\varrho}t}\sum_{\nu}^{1,\infty}\varphi_\nu(\xi)\left[A_\nu\cos n_\nu t + B_\nu\sin n_\nu t\right] + f(\xi)\cos nt + \sum_{\nu}^{1,\infty}\varphi_\nu(\xi)\frac{c_\nu}{\varrho_\nu}\left[\lambda\cos(nt-\psi_\nu) + \mu\sin(nt-\psi_\nu)\right],$$

oder, wenn man noch $f(\xi)$ nach den Eigenfunktionen entwickelt $\left(f(\xi) = \sum_{\nu}^{1,\infty} c_\nu\varphi_\nu(\xi)\right)$:

$$\eta = \sum_{\nu}^{1,\infty}\varphi_\nu(\xi)\left[e^{-\frac{k}{2\varrho}t}\left(A_\nu\cos n_\nu t + B_\nu\sin n_\nu t\right) + c_\nu\cos nt + \frac{c_\nu}{\varrho_\nu}\left\{\lambda\cos(nt-\psi_\nu) + \mu\sin(nt-\psi_\nu)\right\}\right]. \quad (35)$$

Wir setzen im folgenden der Einfachheit halber (was in der Akustik häufig der Fall ist) die Dämpfungskonstante k als sehr klein voraus. Nehmen wir ferner λ in unmittelbarer Nähe eines der Werte λ_ν, den wir $\lambda_\varkappa$ nennen wollen, so ist nach (33) angenähert $\psi_\varkappa = \pi/2$; gleichzeitig kann für eine größere Anzahl von Schwingungen der Faktor $e^{-\frac{k}{2\varrho}t}$ gleich 1 gesetzt werden. Setzen wir endlich fest, daß zur Zeit $t = 0$ sowohl η als auch $\frac{\partial\eta}{\partial t}$ gleich 0 sein sollen, so folgt für die Konstanten A_ν und B_ν:

$$A_\nu = -c_\nu - \frac{c_\nu}{\varrho_\nu}(\lambda\cos\psi_\nu - \mu\sin\psi_\nu),$$
$$B_\nu = \frac{1}{n_\nu}\frac{k}{2\varrho}A_\nu - \frac{c_\nu}{\varrho_\nu}\frac{n}{n_\nu}(\lambda\sin\psi_\nu + \mu\cos\psi_\nu), \quad (36)$$

oder, da $\frac{k}{2\varrho}$ eine sehr kleine Zahl und $\frac{n}{n_\varkappa}$ annähernd gleich 1 ist; so folgt speziell für

$$A_\varkappa = -\left(c_\varkappa - \frac{c_\varkappa}{\varrho_\varkappa}\mu\right),$$
$$B_\varkappa = -\frac{c_\varkappa}{\varrho_\varkappa}\lambda. \quad [1] \quad (36a)$$

Setzt man diese Werte in (35) ein, so erhält das $\varkappa^{te}$ Glied die Form:

$$\varphi_\varkappa(\xi)\left[\left\{c_\varkappa + \frac{c_\varkappa\mu}{\varrho_\varkappa}\right\}\left\{\cos nt - e^{-\frac{k}{2\varrho}t}\cos n_\varkappa t\right\} + \frac{c_\varkappa\lambda}{\varrho_\varkappa}\left\{\sin nt - e^{-\frac{k}{2\varrho}t}\sin n_\varkappa t\right\}\right]. \quad (37)$$

Für kleine Werte von t ist der Exponentialfaktor $e^{-\frac{k}{2\varrho}t}$, wie schon oben bemerkt, gleich 1 zu setzen, und man erkennt, daß das $\varkappa^{te}$ Glied wieder Veranlassung zu Schwebungen gibt, die in dem Maße verklingen, als der Faktor $e^{-\frac{k}{2\varrho}t}$ mehr und mehr von der Einheit abweicht und die Eigenschwingungen der Saite also ersterben. Nach dem vollständigen Abklingen der Eigentöne führt die Saite lediglich eine erzwungene Schwingung von der Frequenz n aus, und es ist leicht zu sehen, daß die Amplitude auch dann endlich bleibt, wenn $\lambda = \lambda_\varkappa$ ist, d. h. der $\varkappa^{te}$ Eigenton mit der Periode der äußeren Kraft übereinstimmt. Das Mitschwingen, die „Resonanz" ist um so stärker, je kleiner die Dämpfungskonstante k gewählt ist.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1909.

(Eingegangen 6. August 1909.)

1) Die Asymmetrie der Koeffizienten A_ν und B_ν rührt davon her, daß in (27) $X(x,t) = U(x)\cdot\cos nt$ gesetzt und dadurch der Cosinus bevorzugt ist. Setzt man, was keinerlei Schwierigkeiten bietet: (27a) $X(x,t) = U(x)\cos nt + V(x)\sin nt$, so ist auch die Symmetrie in A_ν und B_ν wieder hergestellt. — Diese Annahmen über $X(x,t)$ sind keine Beschränkungen der Allgemeinheit, da in jedem Falle $X(x,t)$ in eine Fouriersche Reihe entwickelt werden kann, deren allgemeines Glied (27a) darstellt.

Messung von spezifischen Wärmen mit einem neuen Flüssigkeitskalorimeter[1].

Von H. Schottky.

Vor längerer Zeit hat R. Fittig auf Veranlassung von Prof. Nernst eine Abänderung des Kalorimeters von Favre und Silbermann zur Bestimmung von spezifischen Wärmen benutzt[2]; mit dem gleichen Apparat habe ich kürzlich einige Messungen ausgeführt, die ebenfalls seine Brauchbarkeit bewiesen[3]. Prof. Nernst schlug mir nun vor, den Apparat dadurch zu vervollkommnen, daß das Flüssigkeitskalorimeter, das mit Pentan gefüllt wurde und das zugleich im Sinne der Anordnung von Favre und Silbermann als Thermometer dient, von einem Vakuumschutzmantel umgeben wird. Ich unternahm es, einen derartigen Apparat zu konstruieren und auszuprobieren, wobei sich denn in der Tat herausstellte, daß derselbe durch die beschriebene Verbesserung außerordentlich an Genauigkeit und Sicherheit gewinnt.

A. Prinzip der Methode.

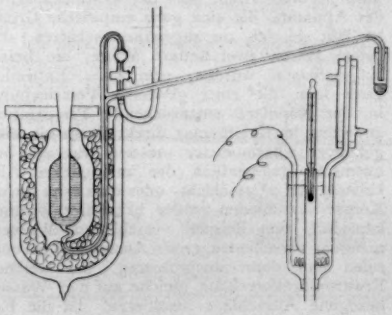
Um die spezifischen Wärmen von festen Salzen, Metalloiden, organischen Stoffen und

1) Aus dem Institut f. physik. Chem. a. d. Univ. Berlin.
2) Dissertation Göttingen 1900.
3) Zeitschr. physik. Chem. **64**, 425, 1908.

anderen die Wärme schlechtleitenden Körpern bequem messen zu können, empfiehlt es sich, zur Abkürzung der Versuchsdauer kleine Substanzmengen anzuwenden. Man bedarf dann aber einer Versuchsanordnung, die, möglichst frei von Störungen durch die Umgebung, sehr kleine Wärmemengen zu messen gestattet, zumal wenn man mit der Anfangstemperatur nicht zu hoch gehen kann oder will. Dies leistet ein von einem Vakuummantel umgebenes Flüssigkeitskalorimeter, bei dem die in eine Meßkapillare hinein erfolgende Wärmeausdehnung einer geeigneten Kalorimeterflüssigkeit gemessen wird. Der Vakuumschutzmantel bringt den Vorteil einer recht kleinen Gangkorrektion für die Messungen, während der Nachteil einer viele Stunden langen Abkühlungszeit bis zur Wiederverwendbarkeit des Apparats durch künstliche Abkühlung des Innern umgangen werden kann.

B. Beschreibung des Kalorimeters.

Die Form und Einrichtung des auf 0° gehaltenen Apparats ist aus der Querschnittzeichnung (Figur) zu erkennen. Ein Innenraum von 1 cm Weite und 10,5 cm Tiefe ist



von einer Pentanschicht, etwa 35 ccm, und außerhalb derselben von einem Vakuummantel umgeben, dessen Wände versilbert sind. Durch diesen hindurch stellt ein — wegen der Zusammendrückung beim Evakuieren spiralig gewundenes — Glasrohr, das sich außerhalb in eine etwa 1 mm weite Kapillare fortsetzt, die Verbindung der Pentanschicht mit der Meßkapillare (mit 40 cm langer Teilung) her. Die kugelförmige Erweiterung und der Hahn an dem umgebogenen Ende der 1-mm-Kapillare erleichtern einmal die Einfüllung des Pentans und werden ferner gebraucht, um den Stand des Meniskus in der Meßkapillare beliebig verändern zu können, was nach Öffnen des Hahns durch Heben oder Senken eines beweglichen mit Kupfersulfatlösung gefüllten Schenkels bewirkt wird. Diese Lösung füllt auch das Hahnrohr und schützt so den Hahn vor dem Pentan, das durch ungefettete wie durch gefettete Schliffe hindurchkriecht. Die wegen der blauen Farbe der Lösung scharf sichtbare Grenzfläche gegen das Pentan liegt innerhalb der Kugel.

Soll das Kalorimeter größeren Temperaturänderungen ausgesetzt werden, wie z. B. bei der anfänglichen Abkühlung auf 0°, so läßt man das Pentan des Innern mit dem eines Gläschens kommunizieren, das an dem umgebogenen Ende der Meßkapillare mit einem Kork befestigt werden kann.

C. Die Vorwärmung.

Die Substanz, deren Wärmeabgabe an das Kalorimeter gemessen werden soll, ist eingepreßt in einen Zylinder aus Feinsilberblech, der 45 mm hoch und 9 mm weit ist, also nach den Wänden des Kalorimeters nur je 0,5 mm Spielraum besitzt. Der mit einem Bajonettverschluß versehene Deckel des kleinen Gefäßes trägt eine Öse, an der ein Faden befestigt ist. Unmittelbar über dem Deckel befindet sich zunächst ein Wattebausch, der die Konvektion der erwärmten Luft während des Versuchs vermindern soll.

Spezifische Wärmen bei Zimmertemperatur erhält man mit Hilfe einer Anfangstemperatur von 30—40°. Sehr bequem ist die Anwendung eines elektrisch geheizten Dampfbades mit Äthyläther, wie es ebenfalls in der Figur dargestellt ist. Das innere Rohr desselben, in dem das Silbergefäß mit ebenfalls nur 0,5 mm Spielraum aufgehängt ist, besteht aus Metall, die äußere Wandung aus Glas und ist mit einem Wattemantel umgeben. Wie durch Verschieben des Thermometers im Metallrohr festgestellt wurde, herrscht in allen Höhen der Dampfzone dieselbe Temperatur, und auch wenn das Silbergefäß im Rohre sich befindet und das Thermometer einmal von oben einmal von unten eingeführt wird, zeigt es denselben Stand.

Ist bei Ausführung einer Messung das Dampfbad genügend angeheizt, so wird der Gummistopfen, der die Kalorimeteröffnung verschließt, entfernt, ein Papiertrichter, wie aus der Figur zu ersehen, in die Öffnung des Holzdeckels und des Kalorimeters geschoben, und das Dampfbad nach Entfernung des unteren Verschlusses über die Trichteröffnung gebracht, worauf durch Lockern des Thermometers der mit diesem eingeklemmte Faden des Silbergefäßes frei wird und dieses rasch ins Kalorimeter hineingleitet. Alsdann wird das Ätherbad entfernt und das Kalorimeter durch seinen Stopfen verschlossen.

Leider hat das benutzte Ätherdampfbad den Nachteil, daß nicht ganz konstante Temperaturen am Thermometer abgelesen werden. Vielleicht waren die Dimensionen der benutzten Thermometer zu groß, so daß sie sehr langsam die Temperatur der Luft in dem Metallrohr annahmen (die Anheizung auf die abgelesene Temperatur wurde als beendet angesehen, wenn der Stand des Thermometers innerhalb der letzten 10 Minuten um höchstens 5 Hundertstel Grade anstieg, was nach etwa 45 Minuten der Fall war). Vielleicht auch stieg wirklich der Siedepunkt der Flüssigkeit bei längerer Heizung etwas an — bei aufeinanderfolgenden Versuchen wurde trotz unveränderten Barometerstandes öfters eine um 0,2 Grad verschiedene Temperatur angezeigt — jedenfalls kommt die Messung der Anfangstemperatur entschieden als Fehlerquelle in Betracht und wird noch verbessert werden können.

D. Kühlung nach den Versuchen.

Sie wurde dadurch bewirkt, daß eine Vorrichtung, die sich als eine enge Waschflasche bezeichnen läßt, in die Kalorimeteröffnung eingeschoben und von einem hochliegenden mit Eisstücken gefüllten Behälter aus Wasser von 0^0 durch sie hindurchgeleitet wurde. Dadurch kehrte innerhalb 30 Minuten der Meniskus in seine Anfangsstellung zurück. Vor Beginn eines neuen Versuchs wurde dann das Kalorimeter noch mindestens eine Stunde sich selbst überlassen.

E. Gangkorrektion und Erwärmungskorrektion.

Es ist ersichtlich, daß die kleine Kapazität des Kalorimeters einer schnellen Erreichung des zeitlich linearen Temperaturabfalles günstig ist. Während die Wärme aus dem Substanzgefäß abströmt, gleicht sie sich auch schon innerhalb der Pentanschicht aus und sobald dies geschehen ist, beginnt der lineare Gang, der bedingt ist durch die Wärmeleitung und -strahlung durch den luftverdünnten Raum nach außen. Ähnliches war angestrebt, aber nicht erreicht bei dem früher (l. c.) vom Verfasser benutzten Flüssigkeitskalorimeter. Hier umgab eine viel größere Menge der Kalorimeterflüssigkeit, ca. 1 Liter, den inneren Hohlraum. Anfüllung des Flüssigkeitsraumes mit Glaswolle sollte durch Unterdrückung von Konvektionsströmen bewirken, daß die ans Kalorimeter abgegebene Wärme während der Versuchsdauer in der inneren Flüssigkeitsschicht zusammengehalten wurde und nun einige Zeit die Einstellung des Flüssigkeitsmeniskus nahe konstant blieb. Statt dessen begann alsbald der Wärmeausgleich innerhalb der Flüssigkeit und dann der Verlust an die Umgebung, der trotz der bedeutend kleineren Temperaturdifferenz viel größer war als beim jetzigen Kalorimeter, weil kein Vakuummantel, sondern ein Luftmantel das Kalorimeter von der auf 0^0 gehaltenen Umgebung trennte. Es war daher notwendig den zeitlich linearen Wärmeabfall abzuwarten (wobei das Vorhandensein der Glaswolle nur störend wirken konnte) und mit seiner Hilfe auf den Versuchsbeginn zu extrapolieren, was eine Gangkorrektion von etwa 10 Proz. brachte, während dieselbe Extrapolation bei dem jetzigen Kalorimeter den Ausschlag um durchschnittlich nur 3 Proz. korrigiert. Daraus entsprang aber für das frühere Kalorimeter der Vorteil, daß nach Beendigung des Versuchs die erfolgte Temperatursteigerung des Kalorimeters zu vernachlässigen war und die extrapolierten Ausschläge dem Produkt aus Wärmekapazität und Anfangstemperatur des Versuchskörpers einfach proportional gesetzt werden konnten. Bei dem neuen Kalorimeter hingegen muß die nicht unbeträchtliche Erwärmung des Inneren berücksichtigt werden. Diese ist dem abgelesenen Ausschlag proportional, und es handelt sich nun um die Ermittlung der betreffenden Konstanten, der Erwärmungskorrektion. Aus der Wärmekapazität des Apparats, die eine ganz empirische Größe ist, läßt sie sich nur angenähert schätzen, dagegen führen zwei andere Wege, die beide eingeschlagen wurden, zum Ziel. Entweder kann man die einer gewissen Verschiebung in der Kapillare entsprechende Temperaturänderung im Kalorimeter direkt durch ein eingeführtes Thermometer messen, was am bequemsten gelegentlich der anfänglichen Abkühlung auf 0^0 geschieht, oder man kann durch Körper verschieden großer bekannter Wärmekapazität, zum Beispiel verschiedene Wassermengen, verschieden große Ausschläge hervorrufen und dann ausprobieren, bei welcher Erwärmungskorrektion gleiche auf 1 gr Wasser bezogene Ausschläge resultieren. Ist die Erwärmungskorrektion 1^0 für 13 cm Ausschlag wie bei der zuerst benutzten Kapillare und ist bei einer Messung der Ausschlag mit Gangkorrektion z. B. 27,43 cm, während die Temperatur des Ätherdampfbades $34{,}03^0$ beträgt, so hat sich das Kalorimeter durch den Versuch auf $\frac{27{,}43}{13}$ Grad erwärmt und die Wärmekapazität des Versuchskörpers ist dem Quotienten $\frac{27{,}43}{34{,}03 - \frac{27{,}43}{13}}$ proportional.

F. Eichung.

Die eigentliche Eichung wurde mit Platin ausgeführt; dessen spezifische Wärme bei 17^0

ist nach der von Thiesen[1]) angegebenen Formel

$$C = 0{,}06335 \cdot 0{,}18\ T^{0{,}18},$$

die den Beobachtungen in allen Temperaturintervallen sehr gut Rechnung trägt,

$$C_{17} = 0{,}03164.$$

34,11 gr starken Platinblechs, eine Wärmekapazität von 1,079 cal besitzend, waren zu einem Block von den Dimensionen des Silbergefäßes zusammengerollt und ebenfalls mit einem kleinen Wattebausch versehen.

Für die Wärmekapazität des Platinblocks in Skalen-cm ergaben sich folgende Werte:

0,6665
6771
6694
6658
6688
Mittel 0,6695.

Daraus:

1 cal = 0,6205 cm.

Für die weiteren Messungen wird nun die Wärmekapazität des 4,33 gr schweren Silbergefäßes gebraucht, die zu 0,1551 cm ermittelt wurde, entsprechend einer Wärmekapazität von 0,0577 cal für die Gewichtseinheit, durch Lötmetall und Wattebausch etwas erhöht gegenüber der spezifischen Wärme 0,056 des Feinsilbers.

Die nächsten Messungen wurden mit Wasser angestellt, um die zu 1° für 13 cm Ausschlag ermittelte Erwärmungskorrektion zu kontrollieren.

Wassermenge	Ausschlag für 1 cal	
0,648 gr	0,6301	
642	6118	Mittel 0,6172
638	6097	
1,332	6294	
327	6179	Mittel 0,6237
1,563	6244	
558	6225	Mittel 0,6208
	Mittel 0,6208	

Man erkennt, daß die angegebene Erwärmungskorrektion ausgeglichene Werte liefert, und daß das Gesamtmittel mit dem aus Platin berechneten gut übereinstimmt.

Als nach einer Reihe von Messungen die Kapillare abbrach und durch eine neue etwas engere ersetzt war, wurde die Eichung mit Platin wiederholt. Es ergaben sich die Werte

1,2142
2315
2191
2194
2244
2406
2229
Mittel 1,2246

oder 1 cal = 1,1350 cm, welche Zahl für die weiteren Messungen benutzt wurde. Die beiden Skalenwerte für 1 cal stehen also im Verhältnis

$$\frac{1{,}135}{0{,}6205} = 1{,}829.$$

Die durch Auswägen mit Quecksilber ermittelten Kapillarenquerschnitte stehen im Verhältnis 1,801. Es ist begreiflich, daß bei Anwendung einer benetzenden Flüssigkeit wie Pentan der Querschnitt einer engeren Kapillare um $1\frac{1}{2}$ Proz. stärker verengt erscheinen kann als der einer weiteren.

G. Die Messungsergebnisse.

Es folge zunächst eine Zusammenstellung der Resultate. Die zur Messung benutzten Präparate, soweit sie Kristallwasser enthalten, hatten meist nicht den angegebenen runden Wassergehalt, weshalb die angegebenen spezifischen Wärmen erst durch Rechnung ermittelt werden mußten. Die mit einem Sternchen bezeichneten Zahlen sind mit Hilfe der ersten, die übrigen mit der zweiten Meßkapillare gewonnen.

Substanz	Spez. Wärme	Mol. Wärme	Frühere Beobachtungen	
			Schottky[2])	Andere Beobachter[3])
Hg_2SO_4	0,06237*	30,94	30,87 v. 18—80°	
$BaCl_2$	0866*	18,01	17,93 v. 0—18°	0,0896 v. 14—98° Regnault
	0860	17,91		0902 v. 16—47° Kopp
$BaCl_2 \cdot H_2O$	1245	28,18	28,60 v. 0—18°	
$BaCl_2 \cdot 2H_2O$	1527*	37,29	36,89 v. 0—18°	0,171 v. 18—46° Kopp
K_4FeCy_6	2181	79,10	78,46 v. 0—18°	
$K_4FeCy_6 \cdot 3H_2O$	2735	113,97	113,21 v. 0—18°	0,280 v. 21—51° Kopp
$ZnSO_4 \cdot 7H_2O$	3485	100,1		
PbF_2	07216	17,67		
$PbCl_2$	06595*	18,31		0,0650 v. 0—100° Lindner
$PbBr_2$	05171	18,97		0533 v. 16—98° Regnault
PbJ_2	04231	19,49		0427 v. 14—98° Regnault
$Na_2S_2O_3$	2207	34,91		221 v. 25—100° v. Pape
$Na_2S_2O_3 \cdot 5H_2O$	3472	86,22		4447 v. 11—44° v. Trentinaglia

1) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. X, Nr. 11.
2) Zeitschr. f. phys. Chem. **64**, 415, 1908.
3) Landolt-Börnstein (1905), S. 389 ff.

Es mögen noch einige Angaben über die Messungen selbst wie über die benutzten Präparate folgen:

Hg_2SO_4. Präparat von Kahlbaum, wasserfrei; zwei der drei Beobachtungen sind wegen aufgenommener Feuchtigkeitsspuren korrigiert. Größte Abweichung vom Mittel 0,5 Proz.

$BaCl_2$, bei etwa 110° im Trockenschrank bis zur Gewichtskonstanz entwässert. Erste Zahl Mittel aus zwei, zweite aus drei Beobachtungen, größte Abweichungen vom Mittel 0,3 und 0,6 Proz.

$BaCl_2 \cdot H_2O$. Benutzt ein im Vakuumexsikkator über $CaCl_2$ in einem warmen Zimmer innerhalb 23 Tagen auf 1,05 H_2O entwässertes Salz. Über P_2O_5 wäre wahrscheinlich vollständige Entwässerung eingetreten. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,7 Proz.

$BaCl_2 \cdot 2H_2O$. Reines Kahlbaumsches Salz mit 2,00 H_2O. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,7 Proz.

K_4FeCy_6. Im Vakuumexsikkator über P_2O_5 innerhalb 64 Stunden auf 0,05 H_2O entwässertes Präparat. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,5 Proz.

$K_4FeCy_6 3H_2O$. Käufliches Salz mit 2,98 H_2O. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,6 Proz.

$ZnSO_4 \cdot 7H_2O$. Kristallisiertes Zinksulfat von Kahlbaum, enthielt nach Analyse 5,28 H_2O. Da die aus den ersten drei Beobachtungen abgeleitete spezifische Wärme auffallend hoch und es möglich zu sein schien, daß das Salz beim Zerreiben feucht geworden sei, wurden später mit demselben nunmehr völlig trocken erscheinenden Präparat fünf weitere Messungen mit zwei verschiedenen Apparaten angestellt, die nur wenig kleinere Mittelwerte ergaben:

		Größte Abweichung vom Mittel
Mittel aus drei Beob.	0,3212	0,8 Proz.
" " " "	3178	0,4 Proz.
" " zwei "	3182	0,8 Proz.
Gesamtmittel	0,3192	

Die vier gemessenen Bleihalogensalze waren sämtlich frei von Feuchtigkeit.

Salz	Gewichtsmenge	Zahl der Beob.	Größte Abweichung vom Mittel
PbF_2	7,913 gr	3	0,8 Proz.
$PbCl_2$	6,662	3	0,8 Proz.
$PbBr_2$	6,265	3	0,4 Proz.
PbJ_2	5,102	4	2 Proz.

Bemerkenswert ist an der zweiten Kolumne, daß die Salzmengen, die in ein bestimmtes Volumen hineingepreßt werden können, hier abnehmen, obwohl die Dichten jedenfalls ansteigen.

$Na_2S_2O_3$. Zur Messung benutzt wurde ein Salz mit 0,69 H_2O, das innerhalb dreier Tage im Vakuumexsikkator über P_2O_5 entstanden war. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,7 Proz.

$Na_2S_2O_3 \cdot 5H_2O$. Kahlbaumsches kristallisiertes Salz mit 5,00 H_2O. Vier Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,4 Proz.

Werfen wir nun, nachdem erwiesen sein dürfte, daß sich mit der Methode recht exakt und bequem arbeiten läßt, noch einen Blick auf die in der Tabelle enthaltenen Resultate und die zum Vergleich angeführten früheren Messungen. Die früher vom Verfasser für das Temperaturintervall von 0—18° ermittelten Werte für das Bariumchlorid und Ferrocyankalium erweisen sich gut bestätigt und die daraus in Rücksicht auf das Nernstsche Wärmetheorem gezogenen Schlußfolgerungen bleiben bestehen. Nur die spezifische Wärme von $BaCl_2 \cdot H_2O$ bleibt etwas gegen die frühere Zahl zurück, wobei aber vielleicht nicht ganz außer acht zu lassen ist, daß das früher benutzte Salz durch Entwässerung bei 70°, das jetzt benutzte bei Zimmertemperatur erhalten wurde.

Für die vier Bleihalogensalze ergibt sich das interessante Faktum eines ganz erheblichen Ansteigens der Molekularwärme mit steigendem Atomgewicht des Halogens. Für das Bleichlorid sind soeben von anderer Seite im hiesigen Institute Zahlen erhalten worden, die dem angegebenen Werte bedeutend näher kommen als der Lindnersche Wert.

Für das Salz $ZnSO_4 7H_2O$ wurde unter der wahrscheinlichen Voraussetzung, daß bei Zimmertemperatur das 2. bis 7. Wassermolekül gleiche Wärmekapazität besitzen und unter der Annahme, daß die Molekularwärme von $ZnSO_4 \cdot H_2O$ den Wert 36 hat, die Molekularwärme 100,1 berechnet. Sie erschien nicht vereinbar mit der früher ermittelten Zahl 88,3. Stellt man indessen sämtliche vorliegenden Zahlen zusammen:

Temp.-Bereich	Mol.-Wärme	Beobachter
0—20	88,3	Schottky
0—20	89,97	Fittig
18—22	94,1	Pape
15—30	99,7	Kopp
1—34	100,1	Schottky,

so löst sich der Widerspruch, der zwischen den einzelnen Beobachtungen zu bestehen scheint, dahin auf, daß in dem Intervall von 0—34° die Molekularwärme des Salzes außerordentlich ansteigt. Begründet ist dieser starke Anstieg durch die Nähe eines Umwandlungspunkts. Bei 39° nämlich geht die Reaktion

$$ZnSO_4 \cdot 7H_2O = ZnSO_4 \cdot 6H_2O + H_2O$$

vor sich.

Eine ähnliche Bemerkung machen wir beim Natriumthiosulfat. Schon früher war es dem Verfasser aufgefallen, daß die Molekularwärme des Salzes $Na_2S_2O_3 \cdot 5H_2O$ 110,3 (v. Trenti-

naglia) betragen soll, während aus der von Pape gefundenen Molekularwärme 34,92 des Anhydrids mit Hilfe des Nernstschen Theorems sich auf einen Wert von etwa 81 für das Hydrat schließen läßt. Die Erklärung für die auffallend große beobachtete Zahl wurde dann darin gefunden, daß der Beobachter v. Trentinaglia mit dem Temperaturintervall 11—44° sehr nahe an den Schmelzpunkt des Hydrats herangegangen war, der nach drei Beobachtern bei 45°, 48° oder 50° liegen soll. Die Messung durch den Verfasser ergab dann, daß man nur um 10° niedriger zu gehen braucht, um mit der Molekularwärme 86,22 dem theoretisch berechneten Werte wesentlich näher zu kommen.

(Eingegangen 26. Juli 1909.)

Über die innere Energie von Glasträhen.

Von K. Lerp.

Die Explosion von Glasträhen gehört zu den merkwürdigen physikalischen Erscheinungen, deren eigentliche Ursache nicht mit Sicherheit anzugeben ist. Einen ersten Einblick in die quantitativen Beziehungen der Erscheinung gewährt die Bestimmung der Energie, welche infolge der Explosion frei wird, und die in gar keinem Verhältnis zu stehen scheint zu der beim Abbrechen der Spitze geleisteten Arbeit.

Theoretisch läßt sich voraussehen, daß bei der Explosion eine Wärmeentwicklung stattfinden wird. Durch das Eintropfen des geschmolzenen Glases in Wasser erstarrt sofort die Oberfläche, und indem die innere Glasmasse bei weiterem Abkühlen sich zusammenzieht, übt sie einen normalen Zug auf die feste Oberfläche aus. Je weiter die innere Glasmasse erstarrt, desto größer werden die Spannungen, die zwischen ihr und der äußern Schale stattfinden. Nun ist bekannt, daß beim Ausdehnen von Stäben ein Wärmeverbrauch stattfindet, beim Zusammenziehen Wärme frei wird. Ähnlich liegen die Verhältnisse hier. Man kann sich etwa das Innere der Glasträne in sehr dünne Stäbchen oder Fäden zerlegt denken, die infolge der auf sie wirkenden Spannungen ausgedehnt werden und dazu Wärme verbrauchen. Im ganzen wird deshalb nicht so viel Wärme an das umgebende Wasser abgegeben, als es bei langsamer Abkühlung der Fall sein würde. Beim Zerbrechen, d. h. bei Zusammenziehung der Stäbe, muß diese umgewandelte Wärmemenge wieder zum Vorschein kommen. Weshalb dabei noch eine explosionsartige Fortschleuderung der einzelnen Teilchen stattfindet, ist eine andere Frage.

Rechnerisch läßt sich eine obere Grenze der Energie in der Glasträne bestimmen, wenn man für dieselbe Kugelgestalt annimmt und die Spannungen durch einen allseitig gleichmäßigen Zug p erzeugt denkt. Es sei

a die räumliche Dilatation,

C der Kompressionsmodul, so wird

$$p = aC,$$

und für die bei der Ausdehnung geleistete Arbeit A ergibt sich

$$A = \frac{1}{2} ap = \frac{1}{2} a^2 C.$$

Bezeichnet man mit α den Volumausdehnungskoeffizienten, mit t die Temperatur, um welche das Glas abgekühlt wird, so folgt

$$a = \alpha t$$

und

$$A = \frac{1}{2} \alpha^2 t^2 C, \qquad \alpha = 0{,}000024.$$

Mit dem Elastizitätsmodul E ist C verbunden durch die Gleichung

$$E = 3(1-2k)C.$$

Für Glas kann man $k = \frac{1}{3}$ setzen, also wird

$$C = E = 6500 \left(\frac{\text{kg}}{\text{mm}^2} \right).$$

Der Ausdruck für A bezieht sich dann auf mm^3 als Volumeinheit. Setzt man demnach die im cm^3 entwickelte Wärmemenge $= W$, das mechanische Wärmeäquivalent $\mathfrak{A} = 427$, so erhält man

$$W = 10^3 \frac{\alpha^2 t^2 C}{2 C \mathfrak{A}} = 4{,}38 \cdot 10^{-6} t^2 \text{ gr-cal.}$$

Nimmt man an, daß infolge der plötzlichen Abkühlung keine Verminderung des Volumens stattgefunden hat, so kann man in einer rohen Annäherung $t = 1000°$ setzen (mittlere Schmelztemperatur des Glases) und erhält dann für die in der Volumeinheit (cm^3) aufgespeicherte Wärmemenge

4 38 gr-cal.

Es läßt sich natürlich voraussehen, daß die Beobachtungsresultate beträchtlich unter diesem Wert liegen werden.

Eine strengere theoretische Ableitung des Wertes der Energie — zugleich unter Berücksichtigung der im Innern der Glasträne auftretenden Hohlräume — läßt sich im Anschluß an eine von Kirchhoff[1]) gegebene Formel durchführen. Setzt man voraus, daß auf eine elastische Hohlkugel mit dem innern Radius r_i und dem äußern r_a konstante radiale Drucke wirken, so läßt sich die in der Volumeinheit enthaltene Energie folgendermaßen bestimmen.

Bezeichnet a die räumliche Dilatation in irgend einem isotropen Medium, so ergibt sich für die Differentialgleichung

1) Kirchhoff, Mechanik, S. 403 (4. Aufl.).

$$\Delta V = a$$

als eine partikuläre Lösung

$$V = \frac{a}{6} r^2 + \frac{b}{r}$$

wo $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ und b eine Konstante. Die Beziehung zwischen der Funktion V und den Druckkomponenten X_x, X_y usw. gibt die folgenden Gleichungen:

$$u = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial V}{\partial z},$$

also

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = a$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = X_x, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = Y_y, \quad \frac{\partial w}{\partial z} = Z_z$$

$$2\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} = Y_z = Z_y \text{ usw.}$$

Die Energie pro Volumeinheit wird gegeben durch den Ausdruck

$$f = -K\Big\{X_x^2 + Y_y^2 + Z_z^2 + \frac{1}{2}(Y_z^2 + Z_x^2 + X_y^2) + \Theta(X_x + Y_y + Z_z)^2\Big\}.$$

Dabei sind die Elastizitätskonstanten K und Θ mit dem Kompressionsmodul C verknüpft durch die Formel

$$C = -\frac{2}{3} K(1 + 3\Theta).$$

Ferner ist

$$\Theta = \frac{k}{1 - 2k},$$

wo wir k wieder $= \frac{1}{3}$ setzen können.

Berechnen wir die Werte für die Druckkomponenten, so ergibt sich:

$$f = -K\Big\{\frac{a^2}{3} + \frac{b^2}{6}\Big(-3 + 9\frac{x^4 + y^4 + z^4}{r^4} + 18\frac{y^2z^2 + z^2x^2 + x^2y^2}{r^4}\Big) + \Theta a^2\Big\}$$

$$= -K\Big\{\frac{1 + 3\Theta}{3} a^2 + \frac{b^2}{r^6} 6\Big\}$$

$$= C\Big(\frac{a^2}{2} + \frac{9}{4}\frac{b^2}{r^6}\Big).$$

Nimmt man von dem zweiten, veränderlichen Teil der Energie den Mittelwert über die Kugelschale, so erhält man die mittlere Energie pro Volumeinheit:

$$f = \frac{C}{2} a^2 + \frac{9}{4} C \frac{b^2}{r_a^3 - r_i^3}\Big(\frac{1}{r_i^3} - \frac{1}{r_a^3}\Big)$$

$$= \frac{C}{2} a^2 + \frac{9}{4} C \frac{b^2}{r_a^3 r_i^3},$$

bezogen auf mm³, wenn man

$$C = 6500\Big(\frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}\Big)$$

setzt.

Unter Beibehaltung der obigen Bezeichnung folgt also

$$\mathfrak{A} \cdot W = 10^3 \cdot C\Big(\frac{a^2}{2} + \frac{9}{4}\frac{b^2}{r_a^3 r_i^3}\Big).$$

Für den radialen Druck findet man

$$p = -2K\Big\{(1 + 3\Theta)\frac{a}{3} + 2\frac{b}{r^3}\Big\}$$

$$= C\Big(a + \frac{3}{2}\frac{b}{r^3}\Big) \text{ (pro mm}^2\text{)}.$$

Es bleibt natürlich die Frage, ob die hier gemachten Voraussetzungen für den Zustand der Glasträne auch nur annähernd richtig sind, eine Frage, die durch genaue experimentelle Untersuchungen zu entscheiden wäre.

Experimentell wurde zunächst das Drehungsmoment bestimmt, welches zum Abbrechen der Spitze nötig ist. Die Glasträne wurde dabei festgeklemmt und mit dem ausgezogenen Ende auf eine Kante aufgelegt. In abgemessener Entfernung davon hing eine Wagschale zur Aufnahme der Gewichte.

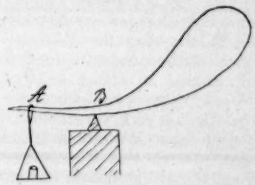


Fig. 1.

Bezeichnet man dabei mit P das aufgelegte Gewicht mit l die Länge AB, so ist nach einer bekannten Formel der Mechanik die Biegungsfestigkeit $\varkappa$ bestimmt durch die Gleichung

$$P = \varkappa \cdot \frac{q}{l},$$

wobei für einen kreisförmigen Querschnitt

$$q = \frac{\pi}{4} r^2 \cdot r$$

zu setzen ist. Sonach wird

$$\varkappa = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Pl}{r^3}.$$

Die Beobachtungen ergaben:

Tabelle I.

Dicke in B (mm)	l (mm)	P (kg)	Drehmom. (kg mm)	$\varkappa$
2,13	16	4,6	73,6	77,6
1,25	11	1,0	11,0	57,4
1,65	10	1,8	18,0	40,8

Wenn diese Werte auch keine große Genauigkeit besitzen — wie überhaupt K für verschieden große Querschnitte nicht konstant bleibt —, so geben sie doch ein anschauliches Bild von der Festigkeit des gehärteten Glases. Zum Vergleich seien einige Werte für $\varkappa$ angeführt:

Für Stahl	$\varkappa = 80$
Gußeisen	$\varkappa = 32$
Schmiedeeisen	$\varkappa = 25$
Quarz	$\varkappa = 12$ bis 16.

Die für Glastränen gefundenen Werte $\varkappa$ liegen also den höchsten für gehärteten Stahl bekannten recht nahe. Ohne Zweifel besteht ein Zusammenhang zwischen der außerordentlichen Härte der Glastränen und den im Innern auftretenden Spannungen resp. der hier aufgespeicherten Energie, und es scheint nicht ausgeschlossen, daß eine genauere Untersuchung dieses Zusammenhanges den Schlüssel liefert zu einer vollständigen Theorie des Härtungsvorganges, welche bis jetzt noch nicht existiert.

Messungen über die beim Explodieren entwickelte Wärmemenge sind bisher nur von Dufour[1]) ausgeführt worden. Bei der von ihm angegebenen Methode wurde das Zerbrechen der Träne in einem Trichter oberhalb der Flüssigkeit (Terpentinöl) des Kalorimeters ausgeführt. Da diese Methode keineswegs einwandfrei ist, so kam es darauf an, ein Kalorimeter zu konstruieren, mit welchem genauere Messungen möglich waren. Maßgebend waren dabei zwei Gesichtspunkte.

1. Das Kalorimeter muß möglichst klein und leicht sein,

2. Glastränen, Thermometer und Rührer müssen in demselben untergebracht werden. Die Konstruktion wurde dementsprechend in der auf nebenstehender Figur 2 angegebenen Weise ausgeführt (aus Messingblech).

Das Gewicht des Gefäßes betrug 30,48 gr.

Die Temperaturablesungen erfolgten an einem Thermometer mit $^1/_{20}$ Grad-Einteilung; gegen die Explosionswirkungen war es durch ein Drahtnetz geschützt. In dasselbe wurden

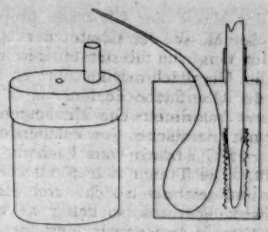


Fig. 2.

Federn eingesteckt, die beim Drehen als Rührer wirkten. Die Glastränen wurde mit Hilfe eines übergeschobenen Stückchens Gummischlauch in der Deckelöffnung festgeklemmt. Als Kalorimeterflüssigkeit erwies sich Terpentinöl am geeignetsten. Das Kalorimeter war gegen äußere Temperatureinflüsse durch Watteumhüllung geschützt. Die Resultate der Beobachtungen sind in der folgenden Tabelle II zusammengestellt. Die 2. Kolonne gibt das Gewicht des nach der Explosion im Kalorimeter enthaltenen Glaspulvers. Die Umrechnung der gesamten Wärmemenge in Temperaturerhöhung dieser wirksamen Glasmasse ist deshalb zugefügt, um das Ergebnis mit den von Dufour angegebenen Werten vergleichen zu können. Derselbe findet in einer 1. Beobachtungsreihe Temperatur-Erhöhungen des Glases von 0,18 bis 0,46°, in einer 2. Reihe 0,26 bis 0,35°, Mittel 0,30°. Dagegen liegen die entsprechenden Werte der obigen Tabelle zwischen 0,32° und 0,38°, sind also etwas höher — wie zu erwarten war — und zeigen größere Übereinstimmung als die Ergebnisse der letzten Dufourschen Versuchsreihe. Die auftretenden Schwankungen 0,32° bis 0,38° entsprechen einer am Thermometer abgelesenen Temperaturdifferenz von nur 0,005° (d. h. $^1/_{10}$ Skalenteil), lassen sich also leicht auf Beobachtungsfehler zurückführen.

Die für die entwickelte Wärmemenge pro 1 gr gefundenen Werte zeigen, daß die innere

Tabelle II.

Gewicht der Glastr. (gr)	Aufgen. Glasmasse (gr)	Gewicht des Terpentins (gr)	Temp. Erhöh. im Kal.	Entwickelte Wärmem. (gr-cal)	Wärmem. pro 1 gr (gr-cal)	Temp.-Erh. der Glasm.
6,24	5,36	5,92	0,06°	0,380	0,071	0,37°
5,45	4,65	5,50	0,055°	0,330	0,071	0,37°
5,27	4,75	6,08	0,05°	0,313	0,066	0,35°
5,05	4,38	5,11	0,045°	0,262	0,060	0,32°
5,76	4,64	6,22	0,05°	0,315	0,068	0,36°
5,40	4,64	5,84	0,05°	0,308	0,067	0,35°
4,02	3,41	5,22	0,04°	0,227	0,067	0,35°
4,11	3,23	5,93	0,04°	0,236	0,073	0,38°
5,31	4,68	6,00	0,05°	0,313	0,067	0,35°
5,13	4,77	5,63	0,05°	0,305	0,064	0,34°
				Mittelwerte	0,067	0,35°

1) Pogg. Ann. 137, S. 640, 1869.

Energie der Masse der Glastränen proportional ist. Höchstens die Resultate der 4. Reihe könnten im Vergleich mit den übrigen auf einen Einfluß der Oberfläche deuten.

Weitere kalorimetrische Messungen in Verbindung mit spezifischen Gewichtsbestimmungen wurden mit Glastränen aus kalihaltigem Glas angestellt. Die Tränen waren schwer zu zerbrechen und zeichneten sich durch starke Explosionswirkungen aus, so daß von vornherein eine größere Wärmeentwicklung zu erwarten war. Durch ein besonderes Verfahren gelang es der Glashütte Neuwerk (Schmiedefeld, Thüringen), blasenfreie Tränen herzustellen, welche für spezifische Gewichtsbestimmung notwendig sind. Es wurde jedesmal das spezifische Gewicht der ganzen Träne und dann das desselben Glases in gewöhnlichem Zustand ermittelt. Verwendet man hierbei das Glaspulver, so verdoppeln sich die Beobachtungsfehler; deshalb wurden einige Tränen in der Gebläseflamme zum Schmelzen gebracht, langsam abgekühlt und daraus das spezifische Gewicht bestimmt. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Tabelle III.
Spezifische Gewichte (s_1) der ganzen Glastränen.

No.	Gewicht (gr)	Volumen (cm³)	s_1
1	4,0678	1,6204	2,5104
2	2,4711	0,9839	2,5115
3	1,8018	0,7178	2,5102
4	2,2583	0,8991	2,5117
5	2,5118	0,9221	2,5118
		Mittel:	$s_1 = 2{,}5111$

Tabelle IV.
Spezifische Gewichte (s_2) des umgeschmolzenen Glases.

No.	Gewicht (gr)	Volumen (cm³)	s_2
1	5,2716	2,0869	2,5265
2	4,3141	1,7069	2,5274
3	4,1687	1,6505	2,5259
4	6,3612	2,5181	2,5262
5	2,3708	0,9389	2,5251
		Mittel:	$s_2 = 2{,}5262$

Tabelle V.
Kalorimetrische Messungen.
(Glastränen mit Hohlräumen).

Glasmasse (gr)	Terpentinöl (gr)	Temp.-Erh.	Wärmemenge (gr-cal)	Wärmem. pro 1 gr
5,543	5,731	0,09°	0,566	0,102
3,987	5,584	0,08°	0,474	0,120
5,757	6,673	0,10°	0,678	0,119
3,474	5,366	0,065°	0,371	0,107
3,119	6,254	0,06°	0,332	0,116
5,174	6,501	0,08°	0,524	0,101
			Mittelwert:	0,111 cal

Aus den Mittelwerten s_1 und s_2 läßt sich die Dilatation a berechnen. Sei v_1 das Volumen des Glases im gehärteten Zustand, v_2 dasjenige im gewöhnlichen Zustand, so gilt

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{s_2}{s_1}$$

$$a = \frac{v_1 - v_2}{v_2} = \frac{s_2 - s_1}{s_1} = \frac{0.0151}{2{,}5111} = 0{,}006013.$$

Setzt man den aus den angegebenen Zahlen folgenden Wert $W = 0{,}111 \cdot 2{,}5262$ in die Formel

$$\mathfrak{A} \cdot W = \frac{1}{2} a^2 C \cdot 10^3$$

ein, so findet man

$$a = 0{,}006070.$$

Die beiden Werte liegen recht nahe aneinander. Die für die entwickelte Wärmemenge aufgestellte Formel stimmt also gut mit der Erfahrung überein.

Nimmt man an, daß für die Glastränen mit Hohlräumen s_1 denselben Wert hat wie für blasenfreie Tränen, so kann man mit Hilfe der experimentell gefundenen Werte

$$a = 0{,}006013$$

und

$$W = 0{,}111 \cdot 2{,}5262 \text{ gr-cal}$$

die Konstante b in der oben abgeleiteten Formel

$$\mathfrak{A} \cdot W = 10^3 C \left(\frac{a^2}{2} + \frac{9}{4} \frac{b^2}{r_a^3 r_i^3} \right)$$

bestimmen. Man übersieht leicht, daß b einen sehr kleinen Wert bekommt und praktisch $= 0$ gesetzt werden kann.

Für den radialen Zug, der nötig wäre, in der Glasträne die äquivalenten Spannungen hervorzubringen, ergibt sich dann der merkwürdige Wert

$$p = C \cdot a = 65 \cdot 0{,}607 = 39{,}455 \frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}$$

oder

$$p = \frac{3945{,}5}{1{,}033} = 3819{,}5 \text{ Atmosphären.}$$

Von Interesse ist endlich noch eine Bestimmung des Abkühlungsintervalls, welches dem gefundenen Wert W unter der Voraussetzung entspricht, daß bei der Abkühlung keine Volumverminderung eintritt; man hat

$$\alpha t = a$$

$$t = \frac{a}{\alpha} = \frac{0{,}00607}{0{,}000024} = 253^0.$$

Danach würde die Glasträne bei der Abkühlung im Wasser ihr definitives Volumen erst bei einer Temperatur von 253° erreichen. Die Rechnung setzt voraus, daß die Kontraktion, welche in Wirklichkeit ungleichmäßig, in nicht näher zu bestimmender Weise vor sich geht, durch eine konstante mittlere Kontraktion er-

setzt werden darf. Inwieweit diese Annahme gerechtfertigt ist, läßt sich allerdings schwer beurteilen.

Herrn Geheimrat Riecke spreche ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die stete Förderung bei Ausführung derselben meinen ergebensten Dank aus.

Physikalisches Institut, Göttingen.

(Eingegangen 11. August 1909.)

Untersuchungen über die Wasserhaut und damit zusammenhängende Oberflächenvorgänge.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Emil Cohnstaedt.

§ 1. Die ausführliche Wiedergabe dieser Abhandlung kann aus äußeren Gründen erst in einigen Monaten und an andrer Stelle erfolgen, deshalb sollen hier vorläufig nur die Hauptergebnisse mitgeteilt werden.

a) Beobachtungen über die Wasserhaut.

§ 2. Jeder Körper besitzt eine Wasserhaut, deren Dicke bei chemisch gleichen Substanzen von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt. Sie ist größer bei blanken Blechen als bei matten, größer bei geschmirgelten, als bei ungeschmirgelten, größer bei solchen, die in Wasser lagen, als bei in Luft aufbewahrten. Sich selbst überlassen nimmt sie mit der Zeit ab und nähert sich asymptotisch einem Grenzwert. Nimmt die Feuchtigkeit des umgebenden Gases zu oder ab, so verdickt sich oder verdünnt sich die Wasserhaut derart, daß man von einem Gleichgewichtszustand Wasserhaut/Gasfeuchtigkeit sprechen kann. Auf dieser Eigenschaft der Wasserhaut beruht die in der Untersuchung angewandte Messungsmethode. Temperaturerhöhung hat eine Verdünnung der Wasserhaut zur Folge, während Druckerniedrigung des umgebenden Gases ohne gleichzeitige Änderung der Feuchtigkeit auf die Wasserhautdicke ohne Einfluß ist. Aus der Temperaturfunktion der Wasserhaut läßt sich die Oberflächenspannung Wasser/Luft berechnen, wobei man einen Wert erhält, der mit dem von Quincke direkt beobachteten gut übereinstimmt:

	Beobachtet (Quincke)	Berechnet (C.)
Oberflächenspannung Wasser/Luft:	0,075	0,085

Hierbei ist zu bemerken, daß der Quinckesche Versuch in feuchter Luft (Zimmerluft) ausgeführt wurde, während die Berechnung sich auf vollkommen trockne Luft bezieht, so daß, auf gleiche Luftfeuchtigkeit bezogen, die Übereinstimmung noch etwas besser wird. — Für den Pouillet-Effekt[1]) ergab sich, daß er nicht, wie man bisher annahm (siehe z. B. G. Schwalbe[2])) auf der Kontraktion des Wassers an der Substanzoberfläche beruht, sondern, daß er im Gegenteil mit der Auflösung der Wasserhaut verknüpft ist.

§ 3. Eine Substanz mit dünn gewordener Wasserhaut läßt sich auf wenigstens vier Arten wieder regenerieren, nämlich durch Einlegen in ein Vakuum und nachheriges Liegenlassen an Luft, durch Baden in Wasser, durch Bestrahlen mit ultraviolettem Lichte wahrscheinlich allgemein durch Bestrahlen mit kondensierend wirkenden Strahlen (z. B. mit Röntgenstrahlen) und ferner durch mechanisches Entfernen der oberflächlichen Metallschicht (Abschmirgeln, Abfeilen). — Bei Aluminium nimmt die Wasserhaut nach dem Regenerationsbeginn in Zimmerluft in drei Tagen bis zum siebenfachen Betrag zu, um dann in etwa derselben Zeit auf die Hälfte und, in etwa vierzig Tagen auf 5 Proz. zu sinken. Nach 100 Tagen ist praktisch ein Grenzwert (Minimum) erreicht. Andre untersuchte Substanzen haben eine kürzere Abfallszeit. Sie war stets proportional dem elektrochemischen Äquivalent (Potentialwert). Das Minimum nahm bei verschiedenen Substanzen ebenfalls mit abnehmender Dichte ab. Bestrahlung mit sichtbarem Licht bewirkt eine Wasserhautverdünnung, Bestrahlung mit ultraviolettem Licht eine Wasserhautverdickung. Bestrahlung mit sichtbarem Licht setzt die Säurezersetzungskraft von Aluminium stark herab (Passivwerden).

b) Wasserhaut und Elektrizitätsleitung in Gasen.

§ 4. Die drei wichtigsten experimentellen Ergebnisse dieses Abschnittes lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Der Widerstand einer Vakuumröhre nimmt zu proportional mit der Stromzeit. (Gilt exakt nur für den Anfangszustand, d. h. nur solange noch kein Wasserhautgleichgewicht eingetreten ist.)

2. Die Wasserhautverdampfung der Elektroden, d. h. die absolute Feuchtigkeit der Röhre nimmt ab proportional der Stromzeit. (Gilt ebenfalls nur für den Anfangszustand der Röhre.)

3. Die Druckerhöhung infolge Stromdurchgang ist gleich der ihr äquivalenten Knallgasentwicklung. (Anfangszustand.)

Diese drei Resultate bilden zusammen die Erklärung der bei Vakuumröhren beobachteten Druckerhöhungen. Das von früheren Autoren

1) Gilb. Annalen 78, 356, 1823.
2) Ann. d. Phys. 16, 32, 1905.

festgestellte Auftreten von Wasserstoff (besonders bei Heliumfüllung) und Kohlensäure ist nur eine hiermit zusammenhängende sekundäre Erscheinung. Näheres hierüber findet sich in der ausführlichen Veröffentlichung. Die theoretischen Ergebnisse sind folgende:

1. Ein Vakuumrohr verhält sich im Anfangszustand so, als ob im wesentlichen der gerade vorhandene Wasserdampf der alleinige Stromträger sei.

2. Dasselbe folgt ferner aus Berechnungen, die auf Grund von Kathodenfallbeobachtungen von H_2, N_2, O_2 und Luft angestellt wurden. Der prozentuale Anteil des Wasserdampfes als Stromträger war 96 Proz. nach den direkten Beobachtungen und 94 Proz. nach den Kathodenfallberechnungen. Das gleiche folgt übrigens auch aus der Wasserhauttheorie, wie sie für den Voltaeffekt in der Hauptarbeit dargestellt wird. Nach diesen Ergebnissen kann man ein Geißlersches Rohr ganz allgemein als ein allseitig geschlossenes Vakuumknallgasvoltameter ansehen.

c) Berechnungen auf Grund der Wasserhauttheorie der elektroaktiven Oberflächen.

§ 5. Auf Grund einer Theorie, die am anderen Orte ausführlich behandelt wird, werden die Phänomene des Voltaeffekts und des lichtelektrischen Effekts mit der stets vorhandenen Wasserhaut in Verbindung gebracht. Danach hat jede Wasserhautveränderung eine Veränderung des Potentialwerts resp. der lichtelektrischen Empfindlichkeit zur Folge, und der voltaelektrische resp. der lichtelektrische Strom ist die Ursache der beobachteten Wasserhautzersetzung. Aus den gemessenen Wasserhautkonstanten konnten auf Grund der erwähnten Theorie verschiedene Vorgänge berechnet werden, die, verglichen mit den direkten Beobachtungen, eine gute Übereinstimmung ergaben. Für die Steigerung des Voltaeffekts von *Al|Cu* durch Abschmirgeln ergab sich:

86,8 Proz. (berechnet) 85,2 Proz. (beobachtet).

Für die Abnahme des Voltaeffekts von *Al|Au* bei -186^0 C ergab sich:

91,1 Proz. (berechnet) 90 Proz. (beobachtet).

Für das Verhältnis der lichtelektrischen Kathodenstrahlen zu den lichtelektrischen Kanalstrahlen ergab sich:

78,3 Proz. (berechnet) 80 Proz. (beobachtet).

Der Voltaeffekt ist schon von W. Gaede, Greinacher u. a. auf die Wasserhaut zurückgeführt worden. Diese Anschauung wird hier erweitert, spezialisiert und quantitativ geprüft. Es mag auch erwähnt werden, daß höchstwahrscheinlich die oft untersuchte lichtelektrische Ermüdung lediglich auf der anodischen Wasserhautpolarisation (Sauerstoffanlagerung, nicht Oxydation) beruht.

d) Beobachtungen zur Photoaktivität.

§ 6. Die Photoaktivität, mit welchem Ausdruck ich die sog. Metallstrahlung und ähnliche Phänomene zusammenfasse, beruht wahrscheinlich primär auf der Bildung von positiv (geladenen) Sauerstoffionen aus der Wasserhaut des festen Wasserhautträgers, sekundär in der Synthese von Wasserstoffsuperoxyd oder einem Stickstoffoxyd aus Luft oder Luftwasserdampf und tertiär in dem Zerfall dieser Gase (Metallgas), wobei Oxydationen auftreten. Das von Aluminium erzeugte Metallgas läßt sich von porösen Körpern (z. B. Ton) und Flüssigkeiten (z. B. destilliertes Wasser) leicht absorbieren. Diese Substanzen zeigen dann dieselben photoaktiven Eigenschaften wie die das Metallgas erzeugenden Metalle. Eine interessante Reaktion auf *Al*-Metallgas ist die Rotfärbung von Rodinalentwickler, welche unter seinem Einfluß wesentlich rascher eintritt, als durch die alleinige Wirkung der Luft. Es ließ sich bestimmen, daß 1 cm^2 *Al*-Blech etwa ebenso wirksam ist, wie 30 cm^3 Luft. Einen anderen charakteristischeren Einfluß dieses Gases erhält man durch Baden von aktivierten Folien in Hydrochinonentwickler. Dieser wird hierdurch sofort blau fluoreszierend und sein Salz färbt sich nach Abdampfen des Lösungswassers in einigen Minuten indigoblau. Diese Modifikation des an sich hellen Entwicklersalzes bezeichne ich als Photochinon. Das Photochinon ist äußerst lange, vielleicht auch dauernd photoaktiv, auch wenn es im dunkeln aufbewahrt wird. Ein acht Monate altes Präparat zeigt noch keine wesentliche Abnahme der Wirkung. Die Erscheinung hat eine gewisse Ähnlichkeit mit Phosphor oder Chininsulfat, obwohl vorerst kein ursächlicher Zusammenhang gefunden werden konnte.

§ 7. Das wesentliche Resultat der gesamten Untersuchung liegt in der Beziehung, welche für die Wasserhaut und die Oberflächenerscheinungen fester Körper nachgewiesen werden konnte. Die zurzeit vorliegenden Beobachtungen reichen freilich noch nicht ganz aus, um überall den ursächlichen Zusammenhang mit der Wasserhaut wirklich zu beweisen. Aber man kann auch wohl jetzt schon mit Bestimmtheit der Wasserhaut den Hauptanteil an allen diesen Vorgängen zusprechen. Aufgabe meiner folgenden Untersuchung wird es sein, diese Theorie im einzelnen näher zu prüfen.

Diese Arbeit wurde im Physikalischen Institut des Physikalischen Vereins zu Frankfurt a/M. ausgeführt und danke ich auch an

dieser Stelle Herrn Prof. Wachsmuth für das Interesse, das er mir hierbei stets bewiesen hat.

Frankfurt a/M., Physikalischer Verein, 11. August 1909. (Eingegangen 11. August 1909.)

Bemerkung zu meinem Aufsatz: Ist die innere Strahlung an der Wärmeleitung eines Metalls wesentlich beteiligt?[1]).

Von Max Reinganum.

In dem oben genannten Aufsatz habe ich es als noch hypothetisch bezeichnet, ob die Strahlungsintensität in Metallen im Verhältnis des Quadrats des Brechungsexponenten gegenüber dem Vakuum, wie bei schwach absorbierenden Dielektrika vergrößert ist. Es wurde zwar ein vorläufiger Beweis des Satzes gegeben, seine exakte Begründung aber als noch wünschenswert hingestellt.

Inzwischen ist eine strenge Ableitung desselben erschienen, und zwar in der interessanten Abhandlung von Herrn Jeans im Juniheft des Phil. Mag. (6) 17, 1909, The Motion of Electrons in Solids, Part I, im Abschnitt: Kirchhoffs Law, S. 781—784. Indem Herr Jeans nachweist, daß der komplexe Brechungswinkel ε_2' sich zu der komplexen Fortpflanzungsgeschwindigkeit V_2' verhält, wie der wahre Brechungswinkel ε_2 zur wahren Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Metalle V_2, gelangt er zu der strengen Ableitung der mit der unserigen identischen Beziehung

$$E_1 V_1^3 = E_2 V_2^3$$

auch in Metallen, und zwar gerade für das von uns benötigte Gebiet, nämlich für Wellenlängen, bei denen die Maxwellschen Gleichungen gelten. (E bedeutet den Energieinhalt der Volumeinheit, V die Fortpflanzugsgeschwindigkeit, die linke Seite der Gleichung bezieht sich auf das Vakuum, die rechte auf das Metall.)

Somit ist die Unsicherheit, die in meiner Ableitung noch möglich war, nicht mehr vorhanden.

Ferner ist von Interesse, auf die Identität der Gleichung (10) bei Herrn Jeans S. 778 mit der Gleichung (13) von Herrn E. Cohn hinzuweisen, in dessen Abhandlung: Die Absorption elektrischer Schwingungen in Elektrolyten. Göttinger Nachr. Heft 15, 1889.

Folgende Druckfehler in meiner Abhandlung seien noch verbessert: Vor Gleichung (6) muß es heißen „als ersten Teil von (4)" statt „als ersten Teil von (5)"; ferner muß es in (9) und vorher „K_s" statt „$\mathfrak{K}_s$" heißen.

Freiburg i. B., 30. Juni 1909. (Eingegangen 2. Juli 1909.)

1) Diese Zeitschr. 10, 355, 1909.

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Eine billige Linsenfassung.

Von Wilhelm Volkmann.

Die Abbildung zeigt eine Fassung für eine Kondensorlinse von 10,5 cm Durchmesser (Linse in photographischen Geschäften für 1,85 M. erhältlich), die sich vor der früher von mir angegebenen durch Einfachheit und Übersichtlichkeit auszeichnet. An einem 13 mm starken Eisenstiel ist eine Eisenblechscheibe von 2 mm Stärke und 16 cm Durchmesser befestigt. Sie hat in der Mitte ein 10 cm großes Loch und trägt die Linse mit drei Messingwinkeln, deren oberster mit einer Feder versehen ist. Die Messingwinkel stehen mehrere Millimeter über den Scheitel der Linse vor und schützen sie beim Hinlegen auf den Tisch. Die Feder vermeidet das Klappern der Linse in der Fassung und gibt der bei der Erwärmung eintretenden gegenseitigen Verschiebung von Linse und Scheibe nach. Diese Art der Fassung habe ich auch für 20 cm große Linsen gut gefunden. (Eingegangen 2. August 1909.)

Billige und handliche Vorschaltwiderstände.

Von Wilhelm Volkmann.

Die umstehende Figur zeigt einen Vorschaltwiderstand für eine Bogenlampe von etwa 5 Amp. Stromstärke zum Anschluß an 220 Volt. Bei richtiger Ausnutzung des Lichtes reicht eine solche Bogenlampe für alle optischen Versuche, die sich überhaupt mit künstlichem Licht objektiv darstellen lassen, vollkommen aus. Ich bin allmählich mit verbesserter Lampenform, und indem ich das Licht besser ausnutzen lernte, von 25 Amp. auf 5 Amp. heruntergegangen, und bis jetzt ist noch jeder mit den leuchtenden Spektren, die ich damit erziele, zufrieden gewesen[1]).

Der Widerstand besteht aus einem von

1) Über die Anordnung siehe meine Schrift: Der Aufbau physikalischer Apparate aus selbständigen Apparatenteilen, Berlin, J. Springer, 1905, Seite 66.

Schniewindt in Neuenrade (Westfalen) bezogenen Asbestgitterwiderstandsband, dessen Preis etwa anderthalb Mark beträgt. Es ist ein Gewebe, dessen Kette aus Asbestfäden und dessen Einschlag aus Neusilberdraht besteht. Das ganze Band hat 10 cm Breite und 55 cm Länge, doch besteht bei den ersten und letzten fünf Zentimetern des Bandes auch der Einschlag aus Asbest, so daß man hier das Band annageln kann. Das Band ist mit einem Gerüst aus Bandeisen, dessen oberer runder Querstab mit Asbestpapier bewickelt ist, in einer für den Luftzug günstigen Form über einem Grundbrett ausgespannt. Seine freien Drahtenden sind zu je einem Loch zweier Anschlußdosen geführt, deren andere Löcher unter sich kurz verbunden sind. In einem Laboratorium, in dem vielfach Ungeübte mit der Bogenlampe arbeiten, ist es nützlich, diese Anschlußdosen von denen an der Wand verschieden zu nehmen, es ist dann ganz unmöglich, die Lampe ohne den richtigen Vorschaltwiderstand anzuschließen. Für stärkere Ströme schaltet man mehrere dieser Widerstandsbänder auf einem längeren Grundbrett parallel. Es ist das vorteilhafter, als die Verwendung dickdrähtiger Widerstände.

Die Widerstandsbänder, die die genannte Firma auch bei Bezug nur weniger Stücke bereitwilligst in den verschiedensten Längen, Breiten und Widerstandswerten herstellt, sind auch sonst vielfach verwendbar. Beim Gebrauch von Wechselströmen sind sie durch ihre sehr geringe Kapazität und Selbstinduktion sehr wertvoll. Versieht man sie auf beiden Seiten mit Doppelklemmen, so kann man sie leicht nach Bedarf in größerer Zahl parallel schalten und große Belastungswiderstände zusammensetzen. Die Widerstände werden auf Wunsch übrigens auch mit Abzweigungen hergestellt.

(Eingegangen 2. August 1909.)

Neue Formen meiner Rohrstative und Kreuzmuffen.

Von Wilhelm Volkmann.

Im Jahre 1905 habe ich unter anderem zwei Rohrstative beschrieben[1]), die sich nur durch die Höhe ihres Schaftes unterschieden. Es hat sich im Lauf der Zeit als unbequem erwiesen, daß diese Stative nur für genau 13 mm starke Stäbe zu verwenden sind. Es gelingt nämlich bei Bestellung kleinerer Posten nicht, die Stäbe stets mit genau demselben Durchmesser zu erhalten, auch werden rostige Stäbe durch das Abscheuern dünner. Sind die Stäbe zu dünn, so wackeln sie ein wenig im Stativ, sind sie zu dick, so muß man sie auf das richtige Maß

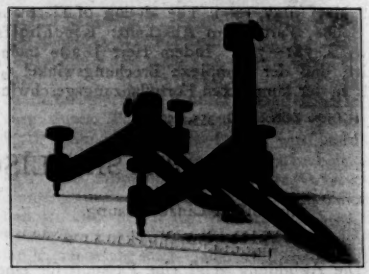


Fig. 1.

abschleifen, worauf nicht jeder eingerichtet ist. Dies war der Anlaß, die Stative umzugestalten und zugleich einige andere Verbesserungen anzubringen. Das Klemmrohr, das bisher aus Messing zusammengesetzt und in dem eisernen Fuß befestigt wurde, bildet jetzt mit dem Fuß zusammen einen einheitlichen Gußkörper (Fig. 1). Dadurch wird die Festigkeit erhöht und die Herstellung wesentlich verbilligt. Der flache Teil des Fußes ist mit einem breiten Schlitz versehen, so daß die Stative auch noch bei sehr tiefem Stande der eingesetzten Stäbe dicht aneinander geschoben werden können. Die wichtigste Änderung weist die Klemmvorrichtung auf. Der Kopf des Statives ist 13,5 mm weit durchbohrt und der mittlere Teil der Bohrung ist auf etwa 15 mm Weite ausgedreht. Der Klemmschraube gegenüber ist noch eine

1) Der Aufbau physikalischer Apparate aus selbständigen Apparatenteilen, Berlin, J. Springer, 1905, Seite 5.

Längsnut von 3 mm Breite und 1 mm Tiefe ausgefeilt. Der Stab wird also von der Schraube gegen die Kanten dieser Nut gedrückt und liegt in der Mitte hohl. Die Klemmschraube hat 5 mm-Löwenherzgewinde und ist so lang gelassen, daß noch 6 mm starke Stäbe festgeklemmt werden können, sie besitzt einen flachen elliptischen Griff, der für diesen Zweck einem Kordenkopf weit überlegen ist.

Die messingenen Stellschrauben der Stative haben $^3/_8$-Withworthgewinde und sind unten kolbenartig verrundet, damit sie auch bei etwas schräger Stellung in den 9 mm weiten Schienen laufen können (Profil $5 \times 11 \times 5 \times 1$ von Max Cochius, Berlin). Ein feineres Gewinde anzuwenden ist nicht zweckmäßig, die Füße laden weit genug aus, so daß auch bei diesem Gewinde eine sehr feine Einstellung möglich ist und bei einem feinen Gewinde verliert man zuviel Zeit, wenn eine stärkere Verstellung nötig ist. Die Bohrung der Stative soll senkrecht stehen, wenn an dem auf wagerechter Tischplatte stehenden Fuß die Stellschrauben fast zur Hälfte herabgedreht sind, man hat also beim Bohren unter die hochkantigen Füße ein passendes Brettchen zu legen.

Die neue Kreuzmuffe eignet sich für höchstens 13 mm starke Stäbe und ist möglichst klein gehalten. Für ihre Gestalt war die Bedingung eines sicheren und genauen Einspannens bei der Bearbeitung maßgebend, denn je genauer dies ausgeführt werden kann, um so billiger kann eine genaue Bearbeitung ausgeführt werden. Der Klemmraum ist mit einer zylindrischen Fräse von 13,5 mm Dicke ausgearbeitet und in der Mitte mit einer 15 mm dicken Fräse weiter vertieft. Der mit 8 mm-Löwenherzgewinde geschnittenen Schraube gegenüber ist eine 3 mm weite und 1 mm tiefe Nut eingefeilt. Es lassen sich noch recht dünne Stäbe klemmen, in der Fig. 2 werden die beiden Kreuzmuffen von einem 5 mm starken Stahlstabe getragen.

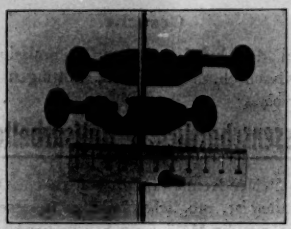


Fig. 2.

Diese neuen Modelle stelle ich der Allgemeinheit zur Verfügung. Interessierte Firmen können bearbeitete und unbearbeitete Probestücke vom Mechaniker Franz Wax am Physikalischen Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin, N. 4, Invalidenstr. 42, beziehen.

(Eingegangen 2. August 1909.)

Uhrmacherwerkzeug als Laboratoriumsgerät.

Von Wilhelm Volkmann.

Hierdurch möchte ich die Aufmerksamkeit der Fachgenossen auf ein sehr genau gearbeitetes, durch die Gelenkigkeit seiner Befestigung sehr vielseitig verwendbares und ungemein billiges

Antriebsrad für Drehbewegungen lenken. Seine ursprüngliche Bestimmung ist, als Halter und Antrieb für eine Uhrmacherdrehbank zu dienen, die in dem oben sichtbaren Schlitz (s. Figur) mit zwei Schrauben festgeklemmt wird. Der Durchmesser des Rades beträgt 21 cm und der Preis ist nach der Liste von Julius Busse, Berlin, Grünstr. 3, der auch die Figur entnommen ist, 13,20 M. einschließlich Tischklemme.

(Eingegangen 2. August 1909.)

BESPRECHUNGEN.

Tomás Escriche y Mieg, Elementos de Física, precedidos de unas nociones de Mecánica y seguidos de unas breves nociones de Meteorologia. V^a edición, Barcelona 1906. 728 S.

Das Bestreben des Verfassers, der als Professor der Physik an der Universität Barcelona wirkt, ist darauf gerichtet gewesen, eine durchaus selbständige Arbeit zu liefern. Daher weichen die „Elemente der Physik", die im übrigen vollkommen elementar gehalten sind, in vielen Punkten von den üblichen Lehrbüchern ab und bieten durch die in pädagogischer Hinsicht recht geschickte Art der Darstellung, die sich vielfach auf neue Ableitungen und Darlegungen sowie auf Demonstrationen mit selbsterdachten Apparaten stützt, auch für deutsche Leser manches Interessante und Beachtenswerte. Von dem vielen, was dem Referenten bei der Durchsicht des Buches aufgefallen ist, seien hier die zahlreichen hübschen Darlegungen aus dem Kapitel über die Bewegungszustände erwähnt, ferner die Experimente zur Erklärung der Wirkung des Keils, die Versuche über die Zentrifugalkraft, die Ableitung der Erscheinungen der Spiegelung und der Brechung, diejenige des Phänomens des Ausfließens von Flüssigkeiten, die Theorie des Barometers, die Versuche, um dem Schüler den Begriff des elektrischen Stromes und der elektrischen Spannung und die Beziehungen zwischen mehreren Kraftfeldern klarzumachen, die Erklärung der Elektromotore und der optischen Erscheinungen. Daher seien alle diejenigen, die sich für den physikalischen Unterricht interessieren, ausdrücklich auf das Buch von Escriche hingewiesen. Bemerkt sei zum Schluß noch, daß Escriche seine allgemeinen Anschauungen über die Darstellung der physikalischen Erscheinungen in einem Vortrag vor der Akademie der Wissenschaften und Künste in Barcelona „Clasificación y Exposición en Física" (Barcelona 1900) zusammengefaßt hat.

Werner Mecklenburg.

Ludwig Darmstaedter, Handbuch zur Geschichte der Naturwissenschaften und der Technik. In chronologischer Darstellung. 2. umgearbeitete und vermehrte Auflage. Unter Mitwirkung von R. du Bois-Reymond u. C. Schaefer, herausgegeben v. L. Darmstaedter. gr. 8. X u. 1262 S. Berlin, Jul. Springer. 1908. Preis gebunden M. 16.—

Dies umfangreiche Werk stellt eine riesige chronologische Geschichtstabelle nebst eingehendem Personal- und Sachregister dar und ist als zuverlässiges Nachschlagewerk in jeder Beziehung zu empfehlen, zumal der im Verhältnis zu dem Gebotenen mäßige Preis eine Anschaffung erheblich erleichtert. E. Bose.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Hans Rau für Physik, an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Rudolf Ruer für Theorie der Eisenhüttenkunde (bisher in Göttingen für Chemie).

Ernannt: Der Privatdozent für chemische Spektralanalyse an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Dr. Jaroslav Formanek zum a. o. Professor für analytische Chemie ebenda, der Privatdozent an der Universität Wien Dr. Hans Hahn zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Czernowitz, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Hans von Wartenberg zum Abteilungsvorsteher am Physikalisch-chemischen Institut daselbst, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Jakob Meisenheimer zum etatmäßigen Professor der Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin, der a.o. Professor an der Universität Lemberg Dr. Stanislaus Tottoczko zum ord. Professor der Chemie ebenda, Miss Adelaide Senty zum Professor der Mathematik an der Universität von Kalifornien in Berkeley.

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Göttingen Professor Dr. Julius von Braun zum Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut der Universität Breslau.

Verliehen: Dem Privatdozenten für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule Wien Dr. August Adler der Titel Professor, dem ord. Professor der Astronomie an der Universität Bonn Dr. Karl Friedr. Küstner der Titel Geh. Regierungsrat.

In den Ruhestand: Der a. o. Professor der Chemie an der Universität Wien Dr. Eduard Lippmann.

Gestorben: Der Professor der ration. Mechanik und höheren Mathematik an der Universität Rom Dr. Valentino Cerruti, der ord. Professor der höheren Analysis und analytischen Geometrie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Karl Reuschle, der ord. Honorarprofessor der Meteorologie an der Universität München und Direktor der meteorologischen Zentralstation daselbst Dr. Fritz Erk.

Gesuche.

Bei der luftelektrischen Kommission der Kgl. Gesellsch. d. Wissensch., Göttingen ist die Stelle eines

wissenschaftlichen Hülfsarbeiters,

die mit einer Remuneration von 1200—1500 M. verbunden ist, möglichst bald zu besetzen. Es können nur die Meldungen bereits promovierter Physiker, welche in selbständiger experimenteller Arbeit geübt und erfahren sind, berücksichtigt werden. Die Meldungen sind zu richten an Professor Dr. **Wiechert, Göttingen,** Geophysikalisches Institut, Hainberg.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have others vols